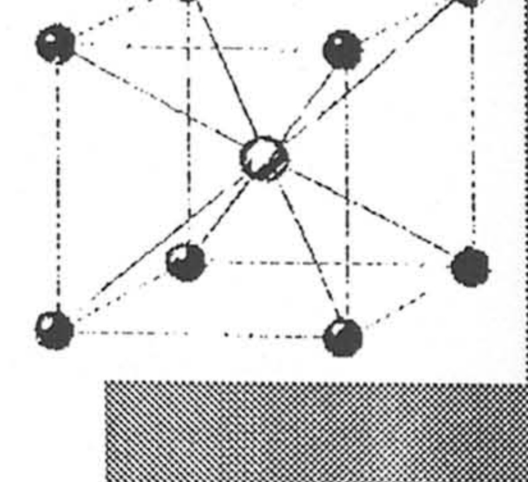
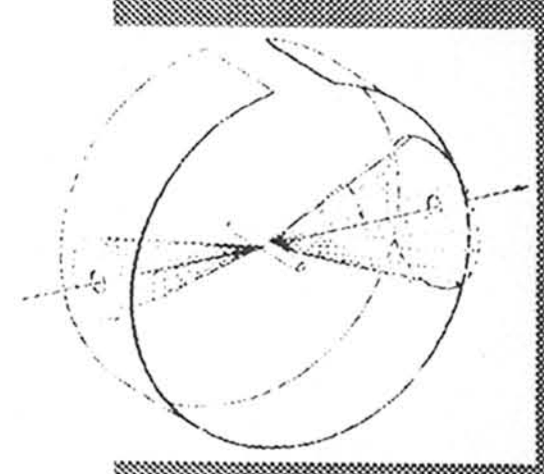


www.kotobarabia.com
فيزياء الجوامد
(الجزء الثالث)
www.kotobarabia.com
د. عبد الفتاح أحمد الشاذلي

فيزيـــــاء الجوامـــــد

الجزء الثالث

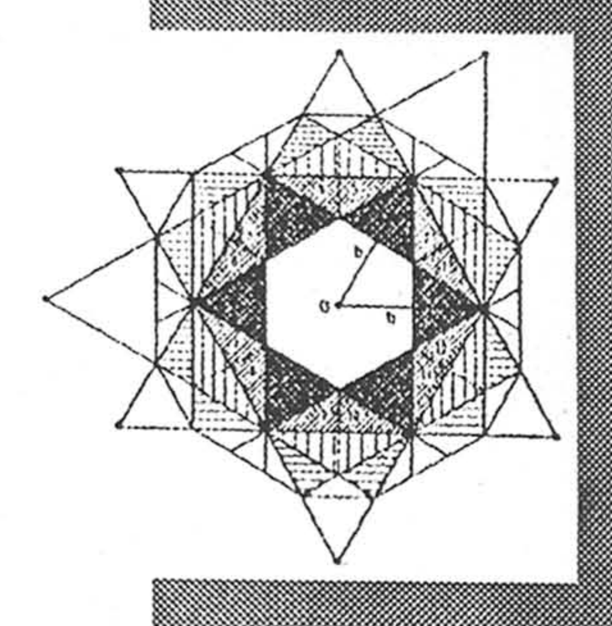




د. عبد الفتاح أحمد الشـاذلى

أسـتاذ متفرغ بقسـم الفيزياء

كلية التربية - جامعة عين شمس



بسم الله الرحمن الرحيم

" الحمد لله والصلاة والسلام على رسول الله وبعد "

فهذا هو الجزء الثالث من كتاب فيزياء الجوامد نقدمه لأبنائنا الطلاب فى المرحلة الجامعية ويتضمن :

- الخصائص المغناطيسية للجوامد
- ظواهر التلامس
- الظاهرة الكهروحرارية الخصائص الجلفانوسكوبية
- الخصائص الضوئية للجوامد

متمنين لطلابنا التفوق العلمى الذى ينشدونه ،،،

والله الموفق ،،،

المؤلف

الباب الأول

الخصائص المغناطيسية

للجوامد

الباب الأول

الخصائص المغناطيسية للجوامد

Magnetic properties of solids

(١-١) المجال المغناطيسية فى المواد المغناطيسية :

إذا وضـــعنا جســـماً متجانساً حجمه V فى مجال مغناطيسي منـــتظم شدته H وحثه المغناطيسي $\beta_0 = \mu_0 H$ وعندما يتأثر الجسم بالمغناطيس فإنه يتمغنط ليصبح له عزم مغناطيسي M.

والنســـبة بيـــن العـــزم المغناطيسي وحجم الجسم تسمى شدة التمغنط J_m

$$J_m = M/V \quad (١)$$

وعند لا تكون شدة التمغنط منتظمة تصبح

$$J_m = \frac{dM}{dV} \quad (٢)$$

وشـــدة التمغـــنط كميـــة مـــتجهة ويكون اتجاهها فى الأجسام المغناطيســـية المنـــتظمة فى اتجاه أو عكس اتجاه المجال H . والوحدة التى يقدر بها العزم المغناطيسي في النظام الدولي للقياس هـــي أمبير. م٢ ولشدة التمغنط أمبير/م .

والنســـبة بين شدة التمغنط J_m وشدة المجال المغناطيسي H تسمى قابلية التمغنط χ .

$$\chi = \frac{J_m}{H} \quad (٣)$$

ومن السهل أن نتبين أن χ كمية بدون أبعاد.

ومن المعادلة (١ –٣) نحصل على

$$J_m = \chi . H \qquad (٤)$$

وإذا وضع جسم متغنط فى مجال خارجى فإنه يكون مجاله الخاص الذى يكون اتجاهه فى المواد المغناطيسية موازياً أو فى عكس اتجاه المجال الخارجى وإذا رمزنا للحث المغناطيس للمجال الخارجى بالرمز B_0 وللحث المغناطيسي للمجال بالرمز B_1 ولمرحلة الحث المغناطيسى بالرمز B نجد أن :

$$B = B_0 + B_1 \qquad (٥)$$

وتوضح التجارب أن B_1

$$B_1 = \mu_0 J_M = \chi B_0 \qquad (٦)$$

حيث B تساوى

$$B = (1 + \chi)(B_0) \qquad (٧)$$

ويسمى المقدار

$$\mu = 1 + \chi \qquad (٨)$$

بالنفاذية المغناطيسية

ومن المعادلة (٨) نجد أن :

$$\chi = \mu - 1 \qquad (٩)$$

بالتعويض من (٨) فى (٧) نحصل على :

$$B = \mu B_0 = \mu \mu_o H \qquad (١٠)$$

والوحدة التى تقاس بها شدة المجال H فى النظام الدولى هى أمبير/م والوحدة التى يقاس بها الحث والمغناطيس B هى تسلا (T)

(١-٢) الخصائص المغناطيسية للجوامد :

يمكن تقسيم جميع المواد إلى ثلاث مجموعات كبيرة تبعاً للقيمة المطـلقة وتـبعاً لإشـارة قابلية التمغنط لها وهذه الأقسام الثلاثة كما يوضـحها الجـدول (١) هى الديامغناطيسـية والـبارا مغناطيسـية والحديدومغناطيسية .

جدول (١)

ديا مغناطيسية $\chi = \mu-1$		بارا مغناطيسية $\chi = \mu-1$		حديد ومغناطيسية $\chi = \mu-1$	
Bi	-18×10^{-5}	CaO	580×10^{-5}	Fe	1000
Cu	-0.9×10^{-5}	$Fecl_2$	360×10^{-5}	Co	240
Ge	-0.8×10^{-5}	$NiSo_4$	120×10^{-5}	Ni	150
Si	-0.3×10^{-5}	Pt	26×10^{-5}		

(١) المواد الديامغناطيسية والمواد البارامغناطيسية :

تكـون χ سـالبة للمواد الديامغناطيسية (مقدار χ أصغر من الواحـد) وهى لا تـتوقف على شدة المجال المغناطيس الخارجى ولا تتوقف على درجة الحرارة .

مـثل هـذه المـواد تتمغنط فى عكس اتجاه المجال الخارجى وبسبب ذلك تتحرك من المناطق التى تكون فيها شدة المجال كبيرة إلى المناطق التى تكون فيها شدة المجال ضعيفة .

والمـواد البارا مغناطيسية تكون γ^{-} مقدار χ أصغر من واحد لكـن على النقيض من المواد الديامغناطيسية تكون χ موجبة. وتتمغنط مـثل هذه المواد فى نفس اتجاه المجال الخارجى لذلك فإنها تنجذب إلى

المـــناطق الـــتى تكـــون فيهـــا H نهايـــة عظـــمى ويوضـــح الشكل (١ أ) توقـــف J_m على شدة المجال للمواد الديامغناطيسية (١) وللمواد البارامغناطيسية (٢) فى الحالتين تتناسب J_m طردياً مع H ويتخذ هذا دليـــلاً على عدم توقف χ على H . ومع ذلك يلاحظ فقط فى المواد البارامغناطيســـية فى المجـــالات الضعيفة نسبياً عند درجات الحرارة المـــرتفعة وفى المجـــالات القوية عند درجات الحرارة المنخفضة فإن الرســـم البيانى J_m (H) تقترب من القيمة الحدية G_s المناظرة لحالة التشـــبع المغناطيس للمواد البارامغناطيسية ، الشكل (١ ب) فضلاً عن أى χ لـــلمواد البارامغناطيسية تتوقف على درجة الحرارة هذه العلاقة الـــذى تمت دراستها لأول مرة بواسطة بيير كيورى Pierre Curie الذى بين أن :

$$\chi = C/T \qquad (11)$$

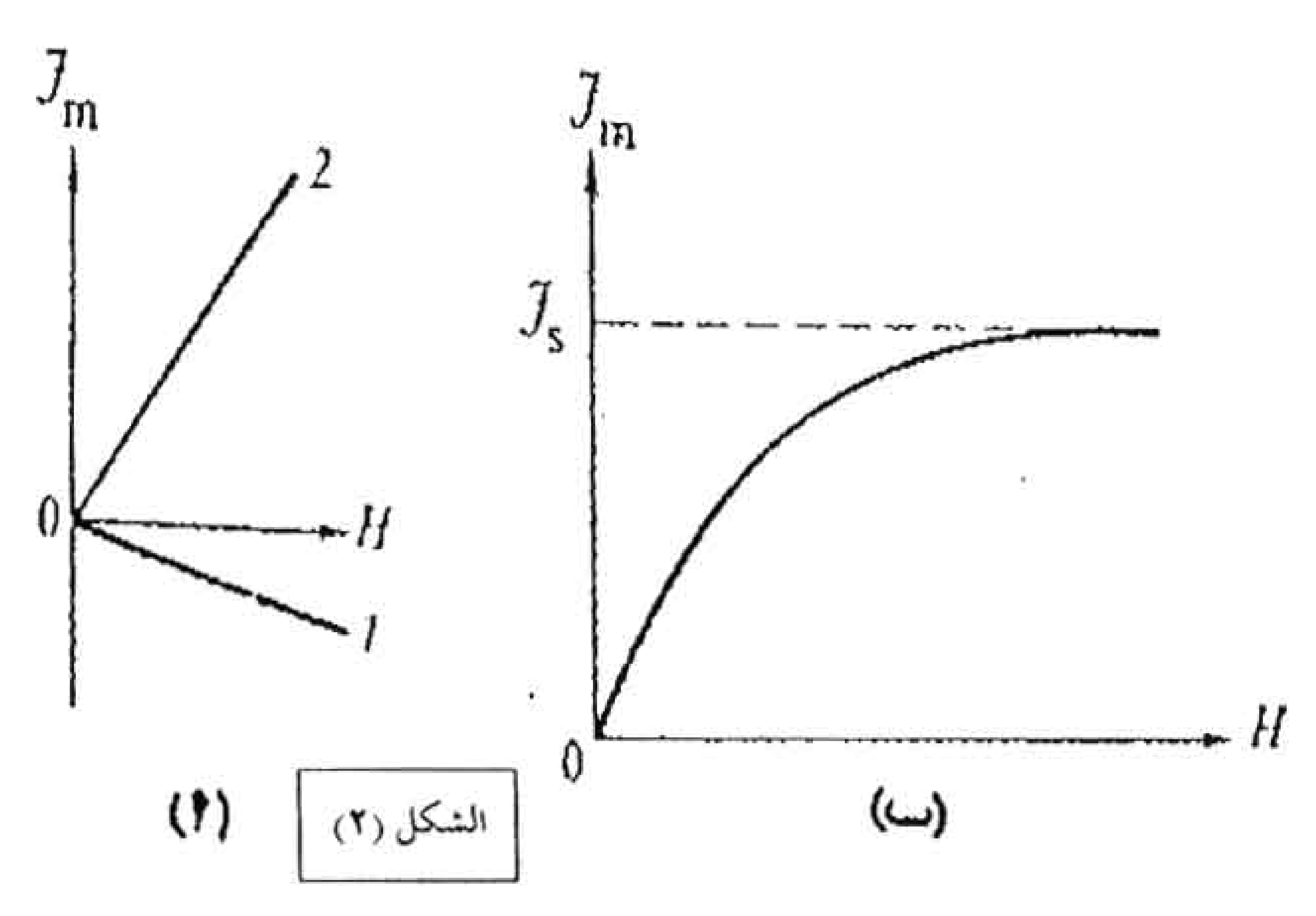
حيـــث T هى درجة الحرارة المطلقة للمادة البارامغناطيسية و C ثـــابت يتوقـــف على طبيعتها ويعرف باسم ثابت كيورى والعلاقـــة (١١) تسمى قانون كيورى

(٢) **المواد الحديدومغناطيسية :**

يعد الحديد نموذجا مثالياً للمواد الحديدو مغناطيسية،تكون أيضاً χ موجـــبة لكـــنها أكبر كثيراً من تلك للمواد البارا مغناطيسية. فضلاً عـــن أن χ تتوقف على H وبجانب الحديد تشمل هذه المجموعة أيضاً الـــنيكل والكوبلت والجادولينيوم والريسبروزيم والهولوميوم والايربيون وبعض السبائك.

وتمــت دراســة القواعــد المتحكمة فى شدة التمغنط بواسطة اســتوليتوف Stoletov ويوضح الشكل (٢أ) العلاقة بين B ، شدة المجال H والشكل (٢-ب) العلاقة بين شدة التمغنط J_m وشدة المجال H والشــكل (٢-ب) العلاقــة بين قابلية التمغنط χ و المنحنى وشدة المجال H للحديد المطاوع .

ومــن الشكل يتضح أن B تزداد أول الأمر مع زيادة المجال الممغــنط وأن J_m تــزداد بشــدة لكن معدل الزيادة يقل عند قيمة لشدة المجــال H_S قريــبة من النهاية العظمى لشدة التمغنط G_S وأى زيادة قليــلة فى الحــث المغناطيس ترجع إلى الزيادة فى H. تناظر هذه



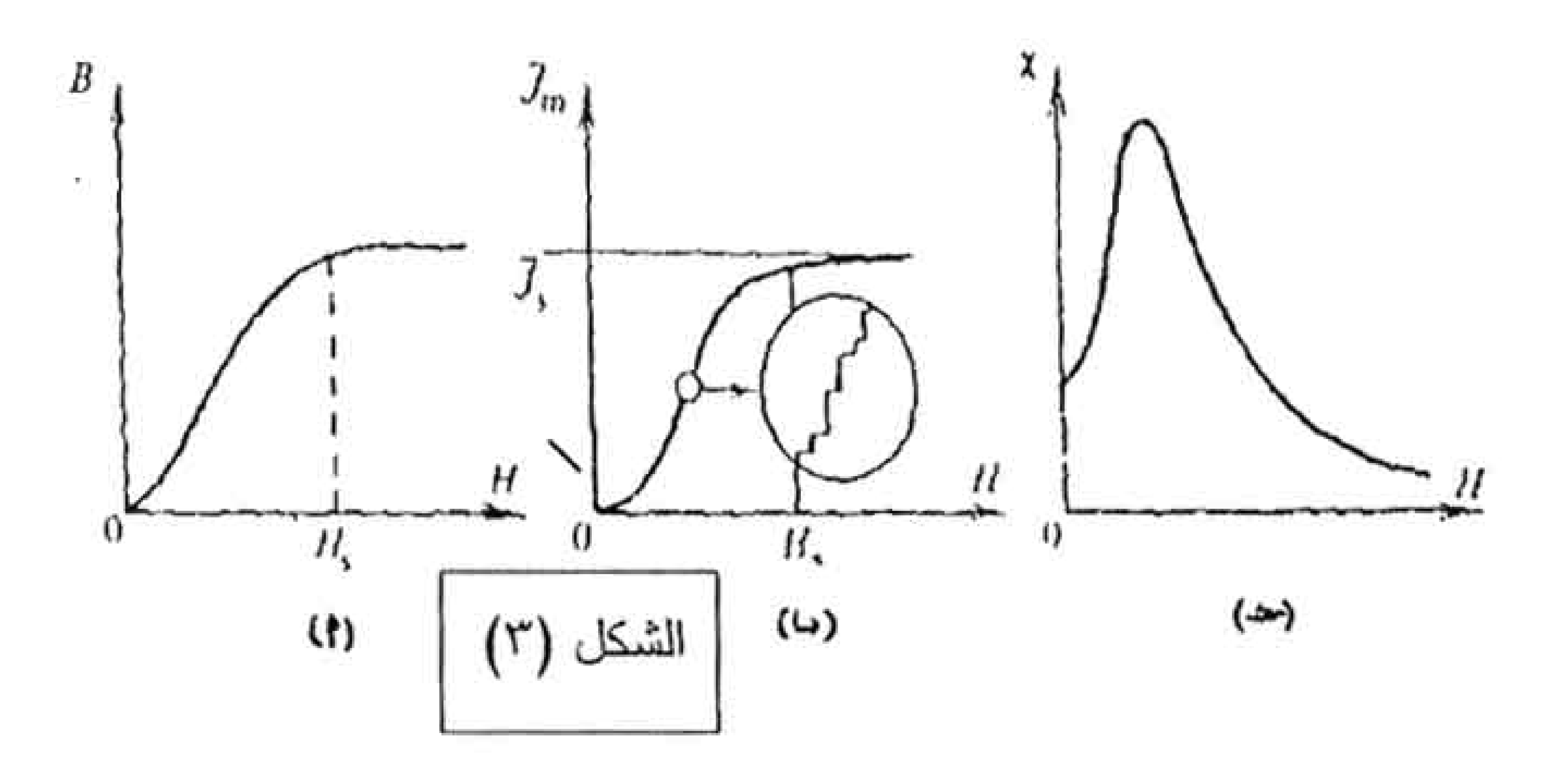
الشكل (٢)

الحالة ما يسمى التشبع التقنى للمواد الحديد ومغناطيسية عند هذه الحالة

$$\chi \longrightarrow 0$$

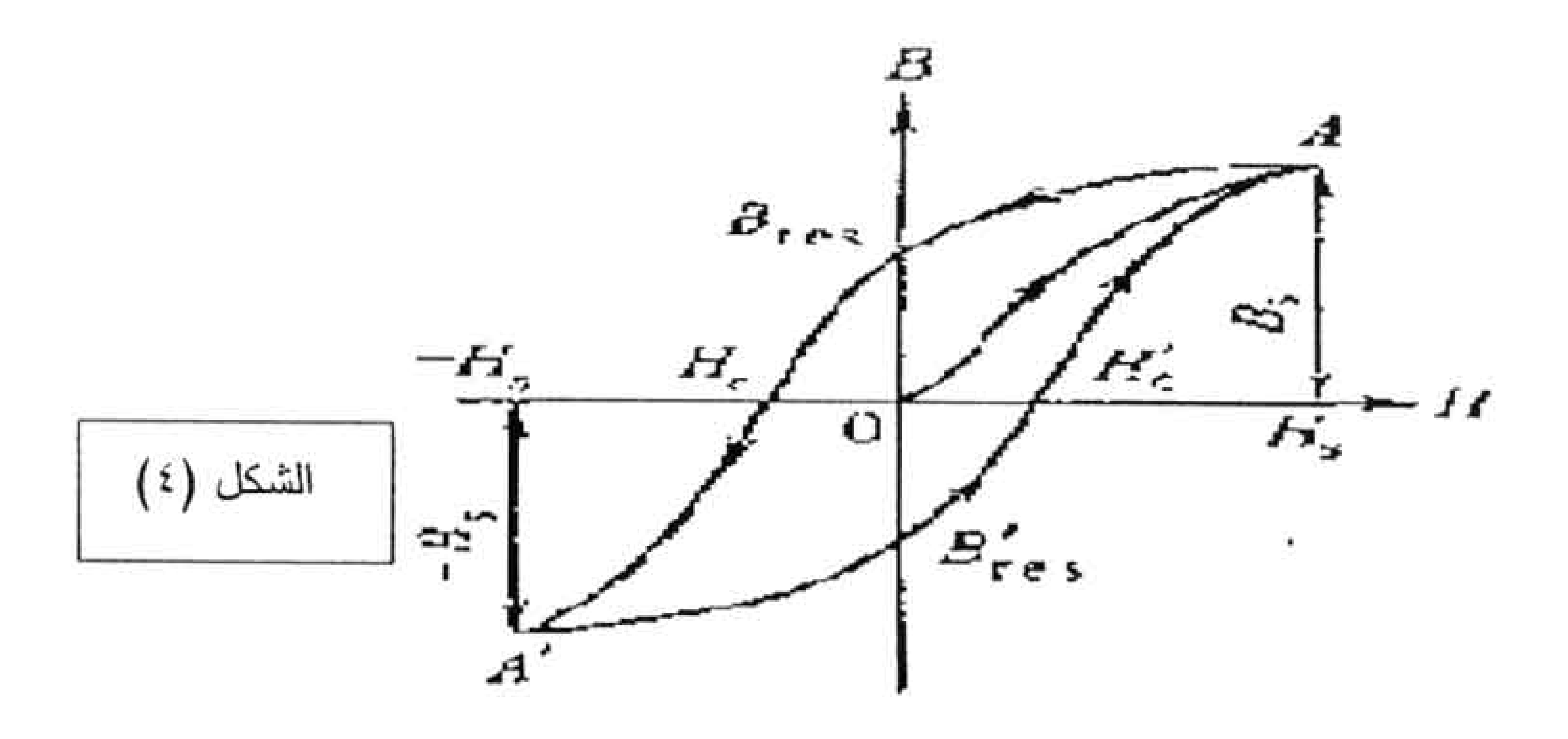
وتوضح دراسة منحنى شدة التمغنط أنه مع زيادة H تزداد J_m تدريجيــا على خطوات يظهر هذا بوضوح فى منطقة الارتفاع الحاد لمنحنى شدة التمغنط ، ويوضح الشـــــكل (٢ب) قطاعاً مكبرا فى منحــنى شدة التمغنط (محاطاً بدائرة) يتكون هذا القطاع من عدد كبير مــن الخطــوات تــناظر قفزات مستقلة تصاحب تغير J_m مع الزيادة المستمرة فى H وتم اكتشاف الطبيعة المتدرجة لعملية التمغنط بواسطة بارك هاوزن H..Park Hausen وتسمى ظاهرة بارك هاوزن .

ويوضـــح الشكل (٣) رسماً بيانياً لدورة كاملة لإعادة التمغنط



الشكل (٣)

لمــادة حديدو مغناطيسية ويتضح من الشكل (٣) أنه خلال عملية إعادة التمغنط يتخلف التغير فى B خلف التغير فى H . وعندما تكون H = صــفر فــإن B لا تســاوى الصفر إذ أنها تحتفظ بقية هى B_{res} . تخــلف B عن H يسمى التخلف المغناطيسى وتسمى B_{res} الحث المغناطيسي المتبقي والتخلص منه يتطلب مجالاً مزيلاً للتمغنط H_c يعرف بالقوة المغناطيسية القهرية Coersive وللمنحنى المقفـــــــل



الشكل (٤)

B_{res} ، A ، H_C ، A ، B_{res} ، H_C ، A الـــذى يصف دورة المتمغنط يعـــرف باســـم المنحنى الانشوطى للتخلف المغناطيسى Hysteresis loop تتناســـب مساحته طردياً مع الشغل المبذول لإزالة تمغنط وحدة الحجـــوم من مادة حديدو مغناطيسية . فى عملية إزالة التمغنط يتحول هـــذا الشـــغل بالكـــامل إلى حرارة ، لذلك ترتفع درجة حرارة المادة الحديدو مغناطيسية عند إزالة تمغنطها عدة مرات على التوالى وزيادة هـــذه الظاهـــرة تتطـــلب زيـــادة مساحة المنحنى الانشطوطى للتخلف المغناطيسى.

وتصـــنف الحديـــد ومغناطيسية إلى مواد غير قاسية (Soft) ومـــواد قاســـية (Hard) تـــتميز بأن لها قوة مغناطيسية قهرية كبيرة والمـــواد المغناطيســـية غيـــر القاســـية المستخدمة فى صناعة قلوب الموتـــورات الكهربية (المحركات الكهربية) وغيرها من الأدوات تكون ذات قوة مغناطيسية قهرية منخفضة ونفاذية عالية. وأحسن سبائك هذا الـــنوع على سبيل المثال (سبيكة السوبيرم) تكون نفاذيتها المغناطيسية مـــرتفعة (10^5) والحـــث المغناطيســـي للتشـــبع $B_S \approx$ ١تسلا والقوة المغناطيسية القهرية Hc = 0.32 أمبير/م ومساحة المنحنى الانشوطى

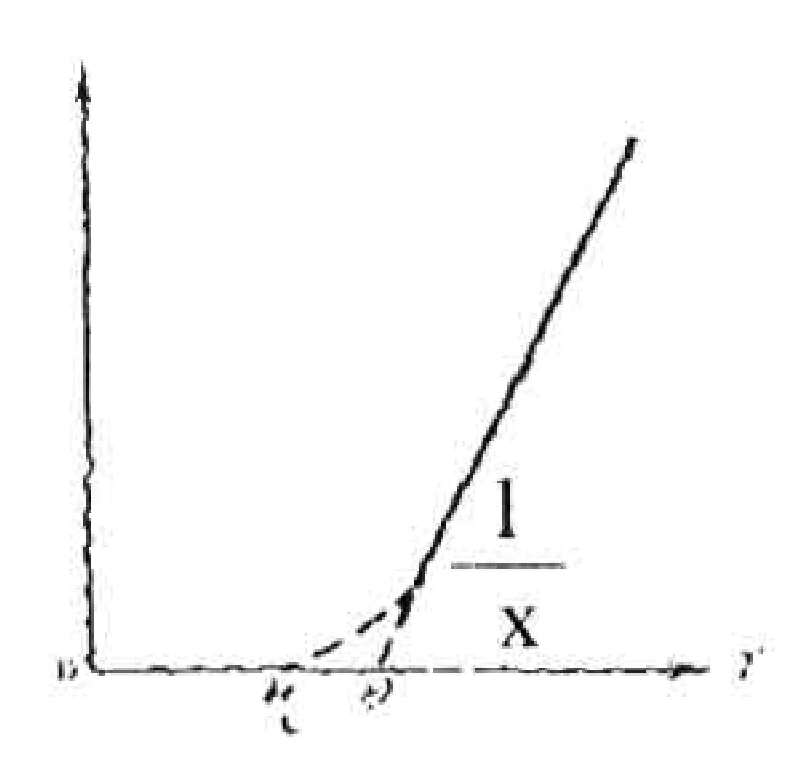
للتخــلف المغناطيســي لها صغيرة جداً كما أن الفقد فى إزالة التمغنط يكــون أقــل مــن نظيــره للحديد المطاوع بمثابة مرة وتتميز المواد المغناطيســية القاســية بأن لها قوة مغناطيسية قهرية كبيرة كما تتميز بشــدة تمغــنط متــبقية عالية فعلى سبيل المثال يكون لسبيكة مجنيكو المستخدمة فى صناعة المغناطيسات الدائمة $1.35 = B_{res}$, $H_C = 5$ $x\ 10^{5-}$ A / m تسلا .

وعــند تســخين المواد الحديدو مغناطيسية تصبح خصائصها المغناطيسية أقل وضوحاً حيث يوجد انخفاض فى قيم كل من J_m , μ x , إلى أخــره ولكل مادة حديدو مغناطيسية توجد درجة حرارة θ_C عندها تفقد المادة خصائصها الحديدو مغناطيسية . وتعرف هذه الدرجة باســم نقطــة كيورى للمواد الحديدو مغناطيسية ونقاط كيورى لبعض المواد الحديدو مغناطيسية هى :

سبيكة بيرم 30%	نيكل	حديد	كوبلت	
70	360	770	1150	θ_C

وتتحول المواد الحديد ومغناطيسية χ إلى فوق θ_C مواد بارا مغناطيسية بعلاقتها الخطية المميزة .

$$T = f\ \frac{1}{x}$$

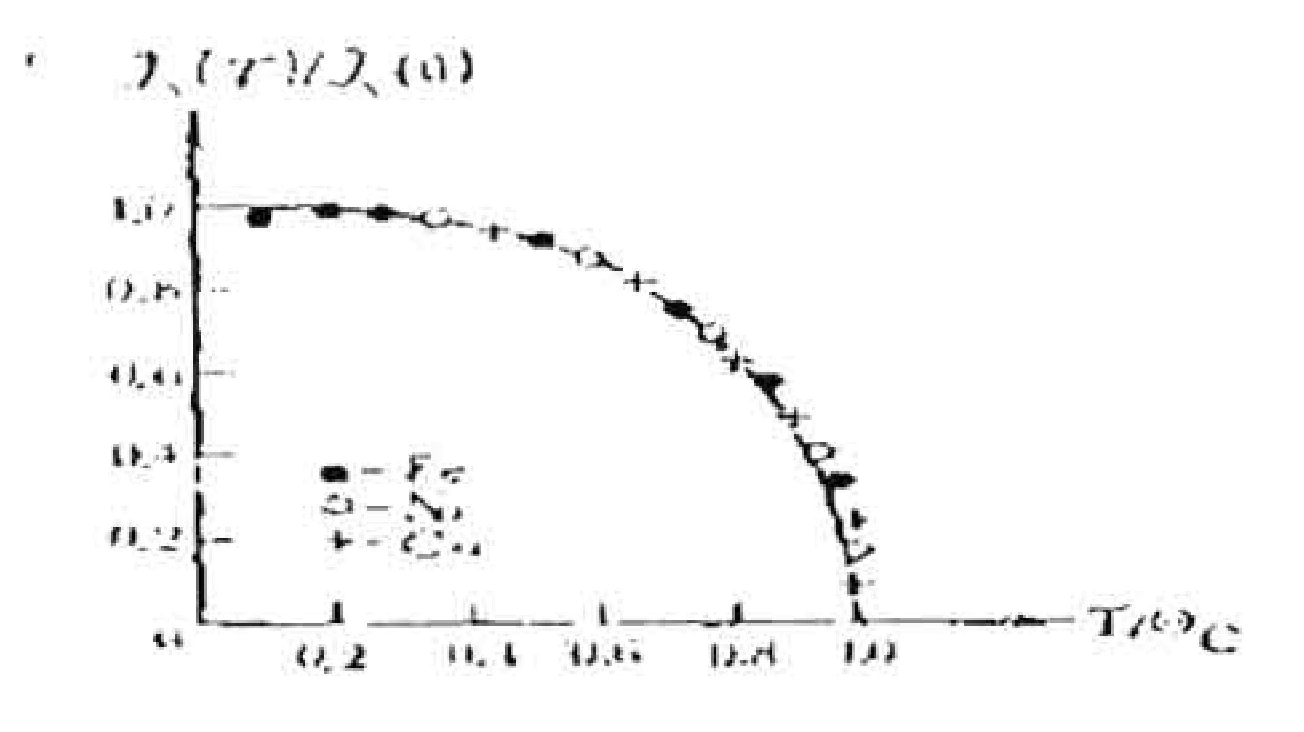


الشكل (٤)

كمـــا فى الشـــكل (٤) الـــذى يمكن تمثيله بالعلاقة التالية التى تعرف باسم قانون كيورى–فايس Curie– veiss

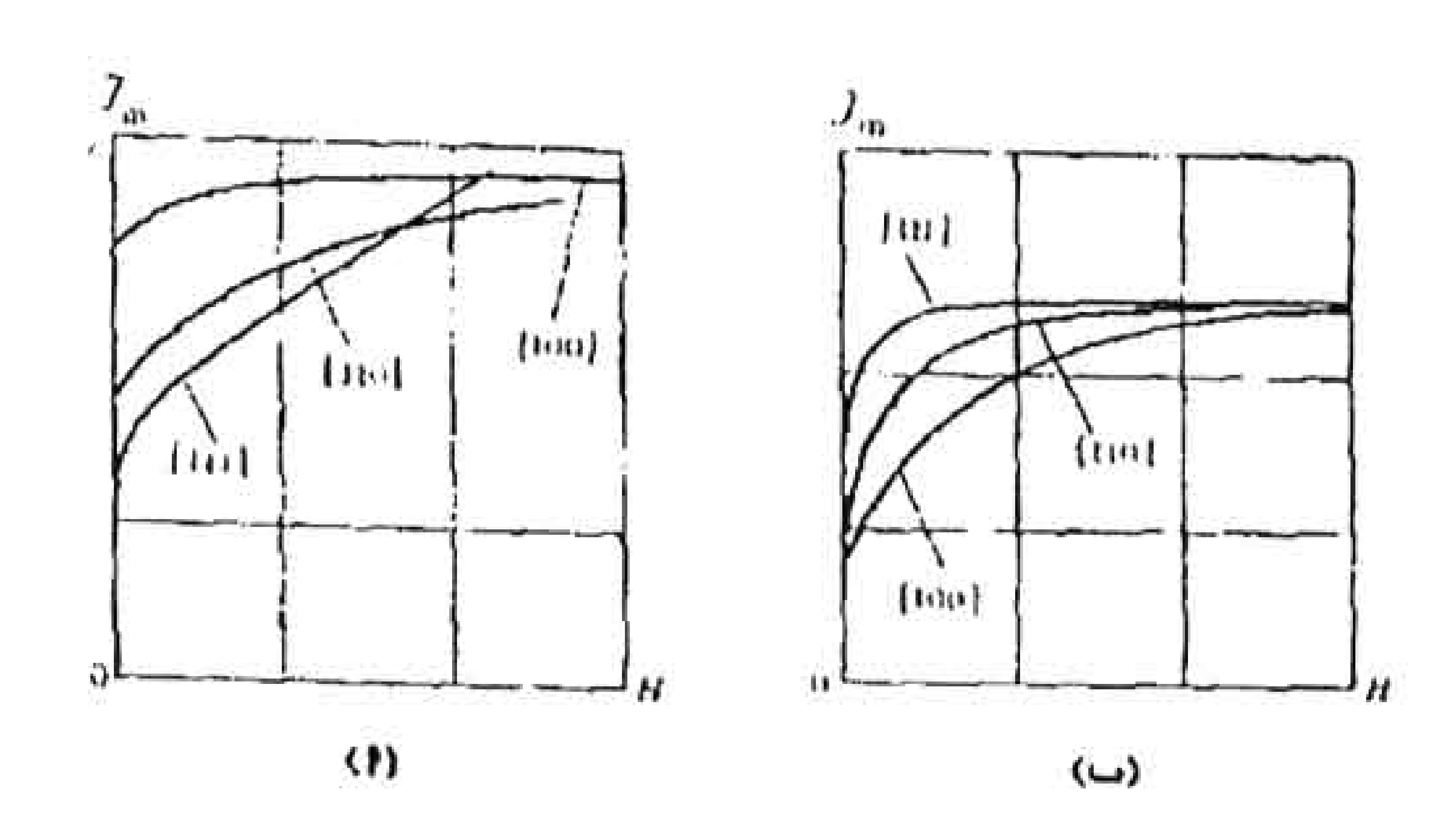
$$\chi = \frac{C}{[T - \theta]} \qquad (١٢)$$

حيـــث C ثـــابت كيورى ، θ نقطة كيورى للمواد البارا مغناطيسية (وهى أعلى قليلاً من θ_C)



الشكل (٥)

ويوضح الشكل (٥) علاقة النهاية العظمى لشدة تمغنط كل من الحديـد والنيكل والكوبلت لدرجة الحرارة والنسبة T/θ_C ممثلة بيانياً عـلى طـول الإحـداثى x والنسبة $Gs(T)/Gs(0)$ على طول الإحداثى y . فى حالة الإحداثيات النسبية هذه توصف علاقة شدة



شكل (٦)

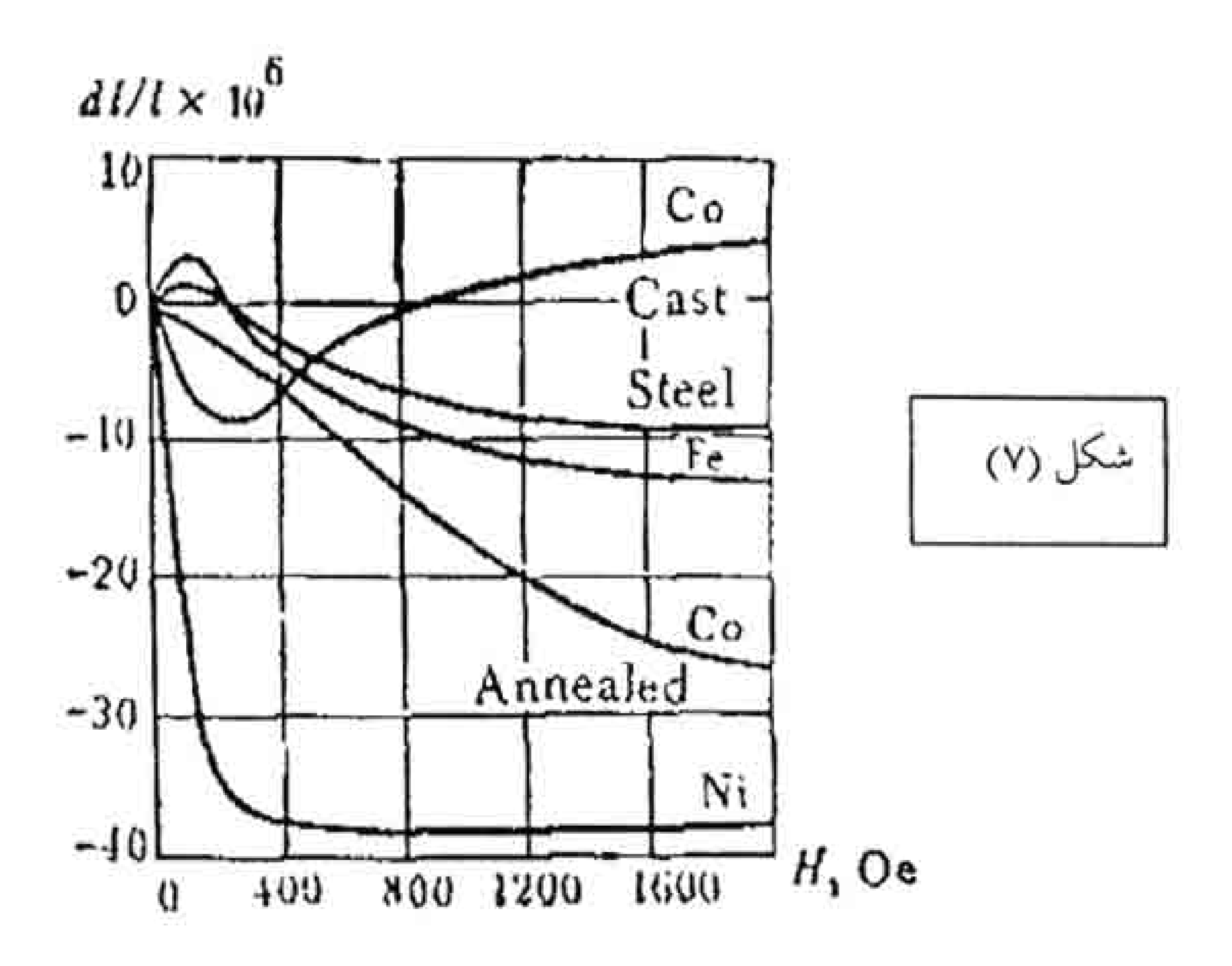
التمغـنط ودرجـة الحـرارة بـنفس المنحـنى لجميـع المواد الحديد ومغناطيسـية ومـع ارتفاع درجة الحرارة تنخفض شدة التمغنط حتى تصـبح عملياً تساوى الصفر عند نقطة Q وتتميز البللورة الأحادية من مادة حديدو مغناطيسية بشدة التمغنط غير المتماثلة ويوضح الشكل (٦) منحـنيات شـدة التمغـنط لبلـلورات الحديد (المنحنى أ) والنيكل (المنحنى ب) المقطوعة فى الاتجاهات [111] [110] ، [100] ومـن الشكل (٦) نتبين وجود اتجاهات فى البللورة الأحادية يكون من السـهل فيهـا مغنطة البللورة والحصول على حالة التشبع المغناطيسى عند قيم منخفضة نسبياً لشدة المجال المغناطيس وتسمى هذه الاتجاهات باتجاهـات التمغـنط السـهلة للحديد يكون الاتجاه هو [100] وللنيكل

الاتجـــاه [111] ويكـــون مـــن الصعب فى كثير من الحالات مغنطة الحديـــد فى الاتجاه [110] و [111] كما يكون من الصعب مغنطة الـــنيكل فى الاتجاه [110] و [100] حيث يتطلب هذا شدة مجال مغناطيســـى قـــوى للاحـــتفاظ بحالـــة التشبع المغناطيس وتسمى هذه الاتجاهات الاتجاهات الصعبة لشدة التمغنط والتكامل .

$$W_m = \int_0^{J_m} \mu_0 H \, J_m \qquad (١٣)$$

المـــأخوذ على امتداد منحنى شدة التمغنط يمثل الشغل المبذول المغـــنطة البلـــلورة فى اتجـــاه معين يتحول هذا الشغل إلى طاقة حرة للبللورة الممغنطة ويمكن أن نرى من الشكل (١-٦) أن أقل طاقة حرة هى تـــلك التى للبلورة الممغنطة فى حالة الاتجاه السهل وتكون أكبر ما يمكن للبللورات الممغنطة فى الاتجاهات الصعبة .

ويصـــاحب مغنطة المواد الحديدو مغناطيسية تغير فى أبعادها وشـــكلها وتعرف هذه الظاهرة باسم التخصر المغناطيس magneto striction ويوضـــح الشكل (١-٧) التغير النسبى فى طول قضبان من النيكل وأخرى من الكوبلت الملدن وسبيكة نيكل وأخرى من الحديد وأخـــرى مـــن الصـــلب تتمغـــنط فى مجالات تزداد شدتها تدريجياً والانكماش النسبى الأعظم يكون للنيكل تقريباً ≈ 0.004% بينما يـــزداد طول قضبان الحديد والصلب قليلاً فى المجالات الضعيفة على نقيض ما يحدث فى المجالات القوية وعلى عكس ذلك تنكمـــــــــش



شكل (٧)

قضـــبان سبائك الكوبلت فى المجالات الضعيفة وتزداد أطوالها فى المجـــالات القوية . متمشياً مع مبدأ شاتيليه Le Chatelier مع الـــتأثير الذى يقاوم فيه نظام تأثير العوامل الخارجية التى تحاول تغيير حالـــته فـــإن التشوه الميكانيكى للأجسام الحديدو مغناطيسية الناتج عن تغيـــر فى شـــكلها وأبعادها سوف يؤثر على شدة تمغنط تلك الأجسام بالـــتحديد إذا انكمش الجسم الممغنط فى اتجاه معين فإن استخدام جهد ضـــاغط فى هذا الاتجاه سوف يدعم شدة التمغنط وأن استخدام الإجهاد الموسع تجعل شدة التمغنط أكثر صعوبة .

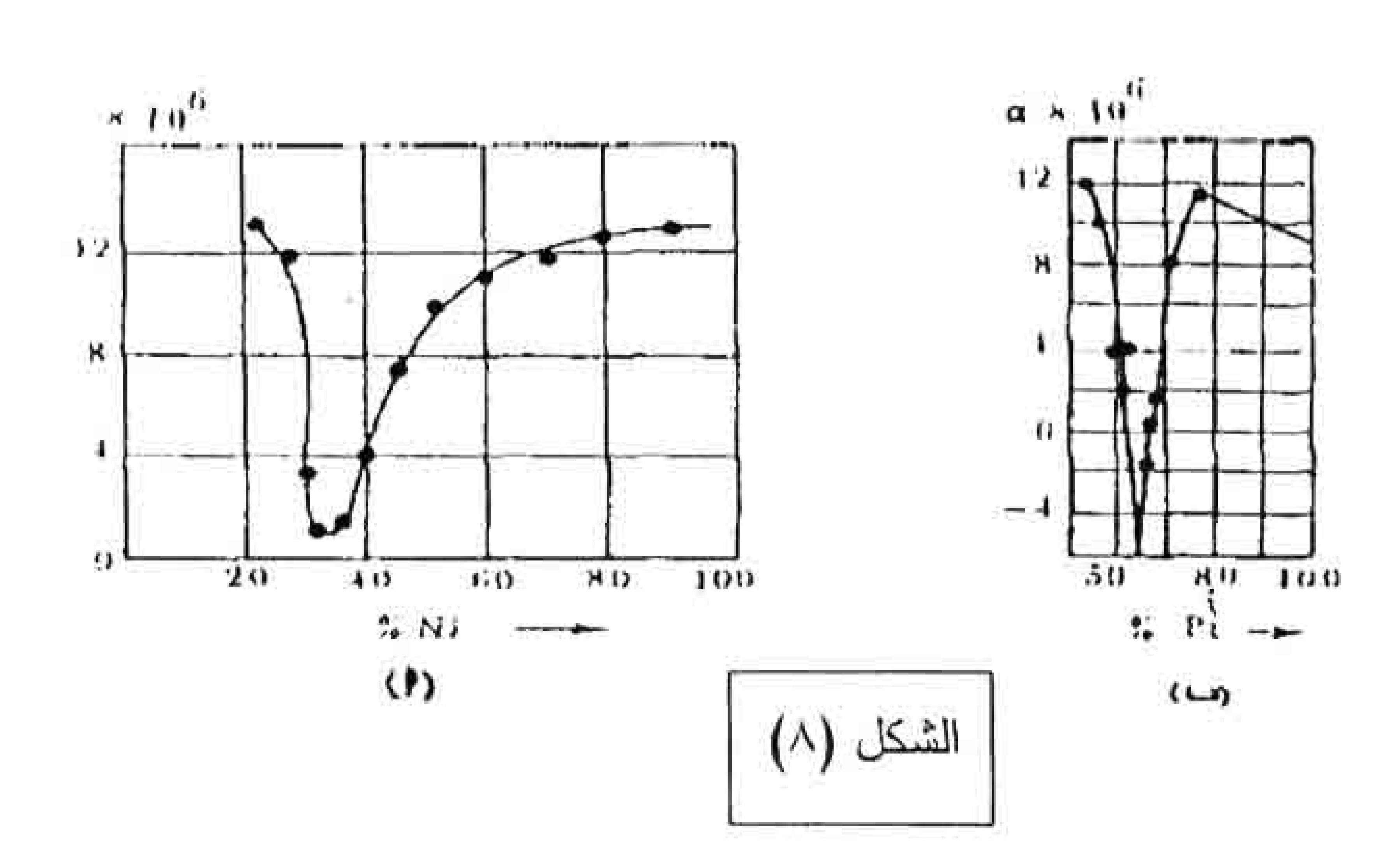
وتغيـــر الخصـــائص المغناطيسية للأجسام الحديدو مغناطيسية المـــتوترة تســـمى الظاهرة التأثير المغناطيسي المرونى magneto

elastic effect والمــواد الحديــدو مغناطيســية الحساســة إلى الإجهــادات الداخــلية الــناتجة عــن التشوه يمكن إستخدامها في هذه الخاصية بفرض قياس الانفعال .

وعــندما تتمغــنط مادة حديدومغناطيسية فى مجال مغناطيسى متردد فإن أبعادها تتغير مع التردد بمقدار يساوى ضعف تلك فى حالة المجــال. وتســتخدم هذه الخاصية فى الذبذبات المتخصرة مغناطيسياً قــادرة على توليد اهتزازات فوق سمعية لترددات تصل إلى عدة ميجا هرتــز مثل هذه الذبذبات تستخدم فى النبائط فوق السمعية المستخدمة فى وســائل تــنظيف الأجسام الجامدة كما تستخدم فى أجهزة السونار المســتخدمة فى قيــاس أعمــاق الممرات المائية وفى كثير من النبائط الأخــرى والأجهــزة . ولعل المشكلة المثيرة للاهتمام هى تلك الناتجة عــن التمدد الحرارى للأجسام الحديدو مغناطيسية . فالتمدد الحرارى لــلجوامد يــرجع إلى لا توافقيــه اهتزازات الجسيمات حول مواضع ســكونها وبالنســبة لــلجوامد الديا مغناطيسية والمغناطيسية تعدد اللا توافقيــه الســبب الوحيد فى تغير الأبعاد بالحرارة. ومثل هذه الأجسام تكــون تمددها دائماً مصحوباً بارتفاع فى درجة الحرارة . وإذا رمزنا لمعامل التمدد الطولى الناتج عن لا توافقيه الاهتزازات الذرية بالرمز $\propto_1$ فإن حالة المواد الحديدو مغناطيسية لا تكون سهلة بدرجة كافية . فــأى تغيــر فى درجــة حــرارتها يكون مصحوباً بتغير فى شدات تمغــنطها وبالــتالى فى أبعادهــا. ولقد افترض اكولوف Akulov المصــطلح التخصير الحرارى Thermostriction لهذه الظاهرة ولــنرمز لمعــامل التمدد الطولى الناتج عن التخصر الحرارى ويكون

معامل التمدد الحرارى الكلى لمادة حديدو مغناطيسية هو $\alpha=\alpha_1 +$ α_2 ويكـــون المعـــامل α_1 موجباً بينما يكون المعامل α_2 موجباً أحيانـــاً وسالباً أحياناً أخرى . ولهذا فإن معامل التمدد الحرارى الكلى لمـــادة حديدو مغناطيسية قد يكون موجباً وقد يساوى الصفر وقد يكون ســـالباً. وعلى سبيل المثال فإن مجموع المواد الحديدو مغناطيسية التى يكـــون معـــامل الـــتمدد الطولى الحرارى لها سالباً تشتمل على سبائك الأنفار (سبائك أساسها الحديد) ويوضح الشكل (٨) علاقة معامل التمدد الحـــرارى بدرجة الحرارة لكل من سبائك الحديد–نيكل (بالمنحنى A) والحديـــد – بلاتين (المنحنىB) على تركيبها فقيمة α للسبائك التى تحـــتوى على حوالى 36 % نيكل تكون أقل بمقدار 10 مرات عن قيمة α للنيكل النقى أو الحديد النقى وقيمة α للسبيكة المحتوية على 56 % بلاتيـــن ســـالبة ومثل هذه السبيكة لا تتمدد بالتسخين بل أنها تنكمش بالتسخين .

وسبائك الأنفار تستخدم على نطاق واسع فى صناعة الموازين



الشكل (٨)

والمقـــاييس وأجهـــزة الملاحـــة الجويـــة وصناعة المصابيح الكهربية وصـــمامات الـــراديو اعـــتماداً على الأغراض العملية يمكن استخدام الســـبائك التى تكون معامل التمدد الحرارى لها صغيراً جداً أو يساوى الصفر أو حتى سالباً .

(١-٣) الخصائص المغناطيسية للذرات :

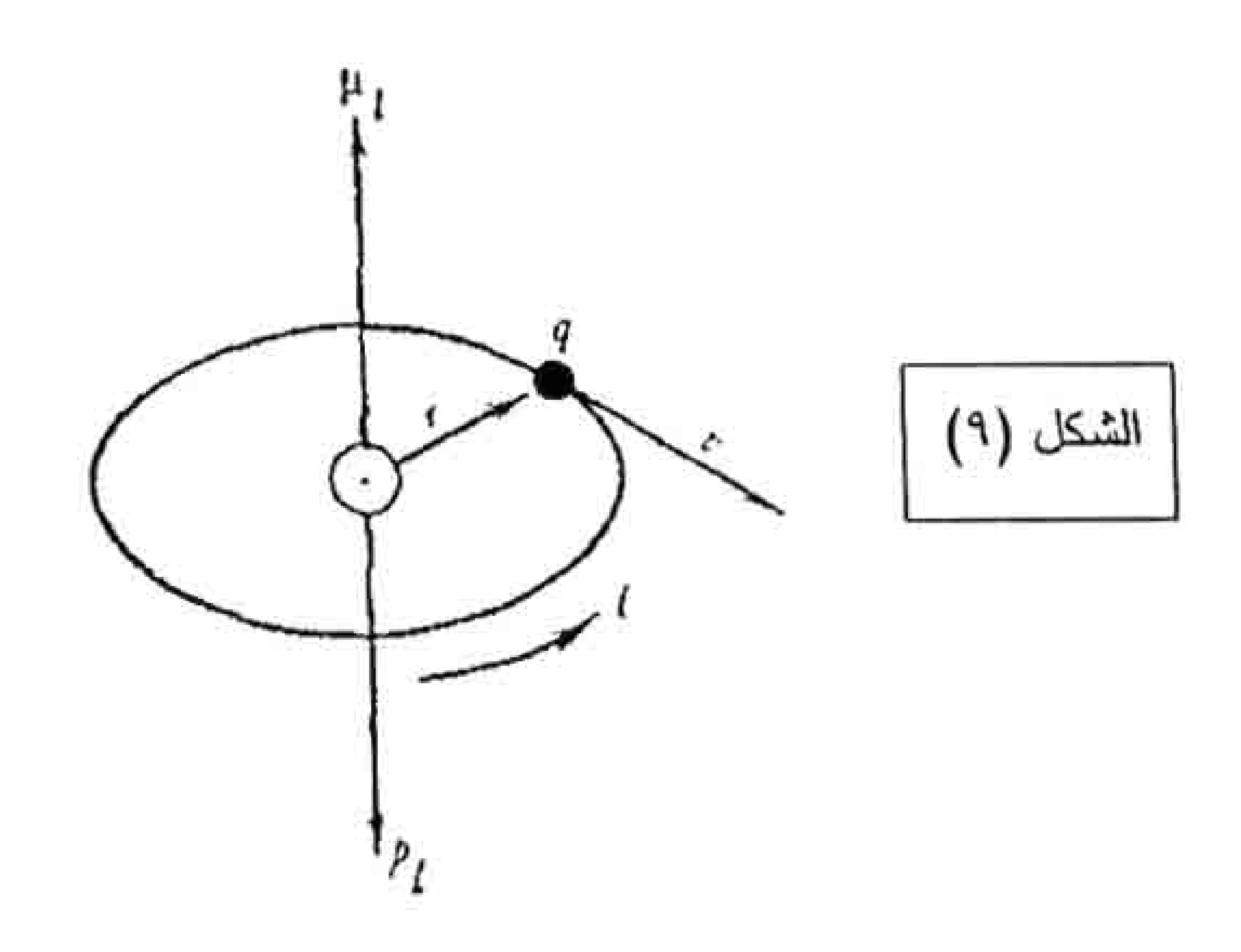
١) العزم المغناطيسى المدارى للذرة

The orbital magnetic moment of an atom

تـــتكون ذرة كـــل عنصـــر مـــن نواة موجبة الشحنة وغلاف الكـــترولى. ويمكـــن تفسير الكثير من الظواهر المغناطيسية بالاستعانة بنظرية بور Bohr التى تفترض أن الإلكترونات فى الغلاف تتحرك فى مدارات محددة. سيولد كل إلكترون فى مساره المقفل تيار كهربيا $I = q\gamma$ (γ هى عدد دورات الإلكترون فى مداره فى الثانية و q شحنته) . ويكون العزم المغناطيسى للتيار هو $M = IS = - e \gamma s$ (s هى مسافة المدار) . ونظراً لأن $S= \pi r^2$ ، $V = V/_2\pi r$ (V هى ســـرعة الإلكترون الخطية فى المدار) ومن هذا نجد: -

$$M = \mu_l = \upsilon e \ r / 2 \qquad (١٤)$$

ويطــلق على العزم المغناطيسى للإلكترون الناتج عن حركته حـــول النواة ١ سم " العزم المغناطيسى المدارى " ولنرمز بالرمز μ . ويكــون هــذا العــزم عمودا على مستوى المدار كما تتطلبه قاعدة البريمة اليمنى الشكل (٩).



الشكل (٩)

وتكون كمية التحرك الذاوى للإلكترون هى :

$$P_l = mVr \qquad (١٥)$$

حيــث m كتــلة الإلكــترون. وتكون مضادة للعزم المغناطيسى μ_l وبمقارنه العلاقــتين (١٤) ، (١٥) نجد :

$$\mu_l = - \frac{e}{2m} P_l \qquad (١٦)$$

ويطلق على العلاقة التالية اسم النسبة الجيرومغناطيسية = δ_l

$$\delta_l = \frac{\mu_l}{P_l} = \frac{e}{2m} \qquad (١٧)$$

وتــبعا لمتطلبات ميكانيكا الكم ، تكون P_l ومسقطها P_{lh} على اتجاه المجال المغناطيسى H يكون لها فقط مقادير محددة هى:

$$P_L = h\sqrt{l(l+1)} \quad (١٨)$$

$$, P_{lH} = m_l h \quad (١٩)$$

حيث l عدد الكم المدارى الذى يكون له فقط القيم التالية :

$$l = o , 1 , 2 , ... n \quad (^-١٨)$$

حيــث n عدد الكم الرئيسى m_l عدد الكم المغناطيسى ويأخذ فقط القيم التالية :

$$m_l = -l , -(l-1\ ) ... o ,...... +1 \quad (^-١٩)$$

أى $(2_l + 1)$

لذلــك يأخذ للعزم المغناطيسى μ_l ومسقطه μ_{lH} على اتجاه H فقط القيم المحددة التالية:

$$\mu_l = -\frac{q}{2m} h\sqrt{l(l+l)} = -\mu_B\sqrt{l(l+1)} \quad (٢٠)$$

$$\mu_{lH} = -m_l \mu_B \quad (٢١)$$

حيث :

$$\mu_B = -\frac{qh}{2m} = 9.27 \times 10^{-24}\ A.m^2 \quad (٢٢)$$

وهــو ما يسمى بور ماجنيتون Bohs magneton وهو كــم العــزم المغناطيســى ويستخدم كوحدة لقياس العزوم المغناطيسية للذرات .

وفى الـــذرة المعقدة التى يحتوى غلافها الإلكترونى على عدة الإلكـــترونات ، يـــتم إيجـــاد العزم المغناطيسى المدارى الكلى بإضافة عـــزوم الإلكترونات تمشيا مع قواعد التمثيل الفراغى الكمى spare quantiezaction ويكون عزم الأغلفة الإلكترونية المقفلة منعدما (يســـاوى الصفر) . فقط يكون للذرات التى تكون أغلفتها الإلكترونية ممتلئة جزئيا عزوم مغناطيسية مدارية . ومع ذلك فالذرات التى يمتلئ غلافهـــا الذى يقع تحت الغلاف الخارجى جزئيا وكان التأثير المتبادل بين ذرات الحالة الجامدة قويا ، تتجمد العزوم المغناطيسية لها وبالتالى لا تســـهم فى عمـــلية تمغـــنط الجســـم . وأقرب مثال لسلوك العزوم المغناطيسية المدارية هو سلوك الإلكترونات التى تملأ جزئيا الغلاف 3d للعناصر التى تنتمى إلى مجموعة الحديد .

(٢) العزم المغناطيسى المغزلى لذرة

The spin magnetic noment of atom

وبعيـــدا عـــن كمية التحرك الزاوى المدارى يكون للإلكترون عزم مغناطيسى مغزلى P_s ويتبين من العلاقة :

$$P_s = \sqrt{3h/2} \qquad (٢٣)$$

ومسقطه على اتجاه المجال هو :

$$P_{sH} = \pm h/2 \qquad (٢٤)$$

ويكـــون للإلكـــترون عزم مغناطيسى مغزلى μ_s يرتبط بكمية الـــتحرك الـــزاوى أمكـــن تعيين قيمته لأول مرة بواسطة أوتو ستيرن وفالـــتر جيرلاخ Otlo Stern & Wather Gerlach وتوضح التجارب أن مسقطه يساوى عدديا بور ماجنيتون :

$$\mu_{sH} = \pm \mu_B = \pm \frac{eh}{2m} = - \frac{e}{m} P_{sH} \quad (٢٥)$$

وتعكـــس الإشـــارة السالبة الطبيعة السالبة لشحنة الإلكترون . وتكون النسبة الجير ومغناطيسية للعزم المغناطيسية المغزلية للإلكترون هى:

$$\delta_s = \frac{\mu_{sH}}{P_{sH}} = - \frac{e}{m} \quad (٢٦)$$

وتساوى ضعف γ_l للعزم المدارية .

ولـــلذرات عديـــدة الإلكترونات تجمع P_s لها جمعا اتجاهيا تمشيا مع قواعد التمثيل الفراغى الكمى.ويكون العزم المغناطيسى المغزلى الكلى منعدما (يساوى الصفر) كما فى حالة العزم المدارى . ويوضح الجدول (٢) مـــثالا للنتائج على التشكيل المغزلى للغلاف 3d للذرات الحرة لعناصر مجموعة الحديد .

الجدول (٢) العزم المغزلى الكلى

Sc	*Ti*	*V*	*Cr*	*Mn*	*Fe*	*Co*	*Ni*
1	2	3	5	5	4	3	2
↓	↓↓	↓↓↓	↓↓↓↓↓	↓↓↓↓↓	↓↑↓↓↓↓	↓↑↓↑↓↓↓	↓↑↓↑↓↑↓↓

ويكون لذرات الكروم والمنجنيز أكبر عزم مغناطيسى مغزلى كـــلى إذ أن عزوم مغازلها التى تتكافأ مع بعضها البعض تكون أقل ما يمكـــن ومـــع ذلك فإن اتجاه المغازل لا يبقى كما كان عادة فى الحالة الجـــامدة لذلـــك يكون العزم المغناطيسى المغزلى فى الجامد مختلفا . فعـــلى ســـبيل المـــثال يكون متوسط عدد البور مجنيتون لكل ذرة فى

شـــبيكة الحديـــد لا يساوى أربعة وإنما يساوى فقط 2..3 وفى الكروم 0.4 وفى الألفا منجنيز 0.5 .

٣ – العزوم المغناطيسية للنواة :

لـــنواة الذرة أيضا عدد كم مغزلى وعزم مغناطيسى يرتبط به ومقدار العزم المغناطيسى النووى يكون له نفس قيمة العزم المغناطيس المغـــزلى للإلكترون . ونظرا لأن كتلة النواة أكبر من كتلة الإلكترون بمقدار 10^3 فإن العزم المغناطيسى النووى ، تمشيا مع المعادلة (٢٥) يكـــون أقـــل من العزم المغناطيسى للإلكترون بثلاث رتب. لهذا يمكن إهمـــال تأثير العزوم المغناطيسية النووية على الخصائص المغناطيسية للأجســـام. **ويعنى** هذا أن تلك ليس لها أى دور على الإطلاق ، إلا أنه فى بعض الظواهر . يكون لها دور مهم .

٤– العزم المغناطيسى الكلى لذرة :

العـــزم المغـــناطيس الكلى للغلاف الإلكترونى للذرة يتعين كما يلى . باستخدام قواعد التمثيل الفراغى الكمى يمكن إيجاد كمية التحرك الـــزاوى المـــدارى الكلى $P_L = \Sigma_i P_{li}$ حيث P_{li} هو كمية التحرك الـــزاوى المدارى للإلكترون (i) وتتعيـــن القيمـــة العددية P_L لكمية التحرك الزاوى المدارى الكلى بدلالة عدد الكم L

$$P_L = h \quad L\sqrt{(L+1)} \qquad (٢٧)$$

العـــدد L يمكـــن أن يكـــون عـــدداً صحيحاً يقع بين قيمتين عظمى وصـــغرى لـــلمجموع الجـــبرى $\Sigma_i l_i$ لأعـــداد الكـــم المدارية l_i

للإلكترونات المنفردة ويمكن أيضا إيجاد كمية التحرك الزاوى للمغازل الذرية P_s من العلاقة:

$$P_s = h \sqrt{S(S+1)} \qquad (٢٨)$$

حيث S هو عدد الكم المغزلى إلكترون (i) الذى يتخذ فيما تقع بين قيمتين عظمى وصغرى للمجموع الجبرى $\Sigma_i S_i$ لأعداد الكم المغزلية للإلكترونات المنفردة ويكون الفرق بين القيم المتتالية للمقدار S مساويا الوحدة .

وفى النهاية يمكن إيجاد كمية التحرك الذرية الكلية P_J مساوية للمجموع الجبرى الاتجاهى لكل من P_S , P_L وتتعين القيمة العددية للمقدار P_J بدلالة عدد الكم J .

$$P_J = h \sqrt{J(J+1)} \qquad (٢٩)$$

ويمكن للمقدار J أن يتخذ مجموعات القيم التالية:

$J = L + S , L + S - 1 , ..., L - S$ عندما تكون $L > S$

$(٣٠) J = S+L, S+L-1, ... S-L$ وعندما تكون $S>L$

وتكون الاتجاهات المسموحة للمقدار P_J فى مجال خارجى لتلك الاتجاهات التى تكون مساقطها فى اتجاه المجال هى مضاعفات للمقدار h.

$$P_{JH} = \sqrt{M_J h} \qquad (٣١)$$

حيث m_J هو عدد الكم المغناطيسى الذى يساوى $2J + 1$ فى جميع الحالات حيث :

$$m_J = -J, -(J-1), ... 0, 1, 2, ..., J \qquad (٣٢)$$

يكون العزم المغناطيسى الذرى الكلى المناظر الكلى P_J هو

$$M_J = - g\,\mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (٣٣)$$

ومساقطه فى اتجاه المجال H يساوى

$$M_{JH} = - m_J\, g\, \mu_B \quad (٣٤)$$

حيث g معامل لاندى Lande factor أو معامل الانشقاق المغناطيسى الناتج عن الفرق فى النسب الجيرومغناطيسية بين العزوم المدارية والعزوم المغزلية المكونة للعزم المغناطيسى الذرى الكلى وتتعين قيمة معامل لاندى g من العلاقة:

$$g = 1 + \frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (٣٥)$$

عندما تكون L تساوى Zero أى فى حالة التمغنط بالعزوم المغناطيسية المغزلية تكون $g = 2$ عندما تكون S تساوى Zero ترجع المغنطة إلى الحركة المدارية ، $g = 1$

وغالبا لا يدل مصطلح العزم المغناطيس الذرى فقط على (٣٣) لكن يدل على القيمة العظمى للمسقط M_{JH} . فعلى سبيل المثال لذرة الهيدروجين فى المنسوب الأرضى $(L= O ,S = \frac{1}{2} , g = 2)$ يتميز بأن $J = \frac{1}{2}$

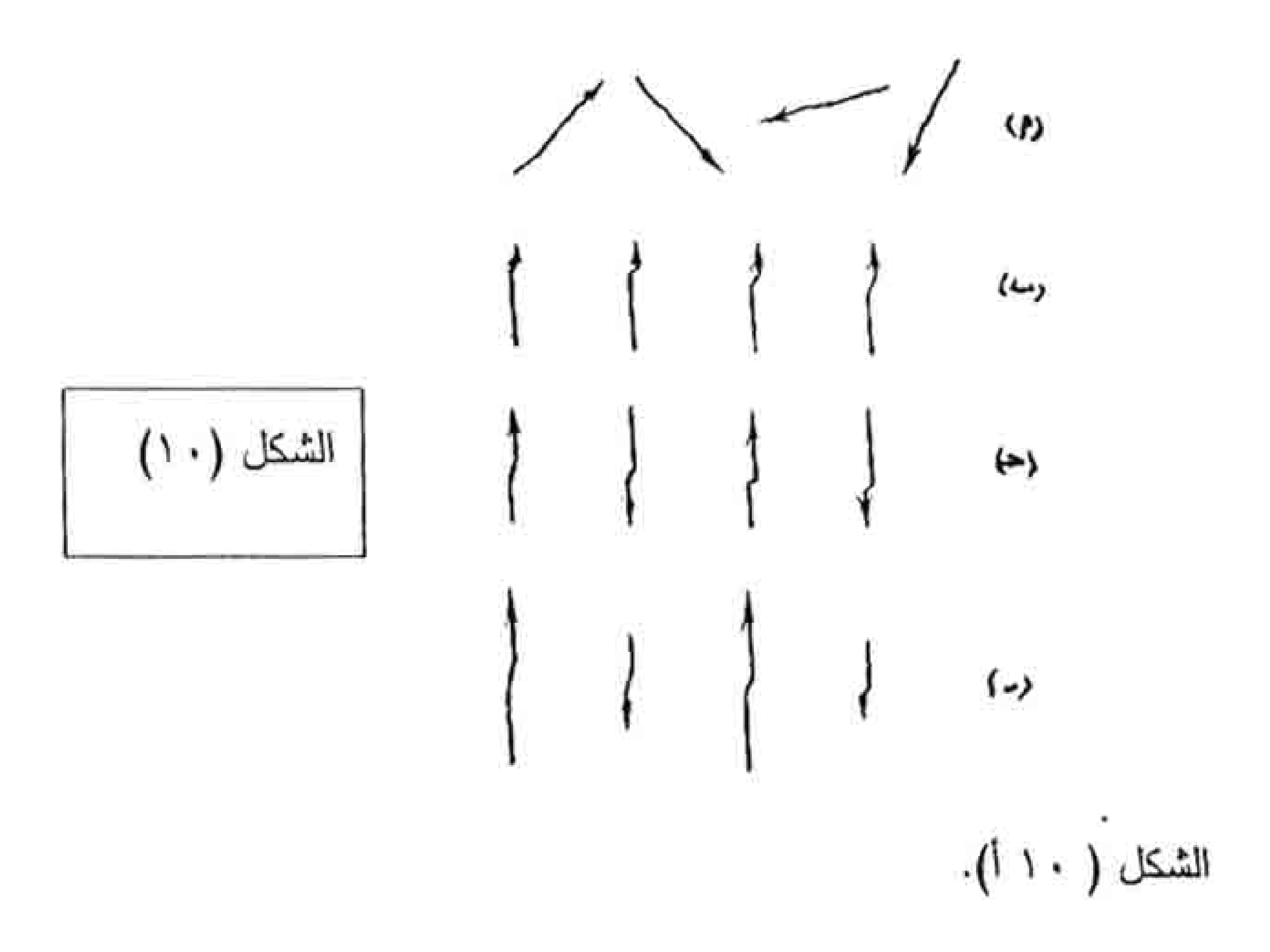
ويكون العزم المغناطيسيى مساويا للمقدار μ_B لذرة حديد حرة تتجمد فيها العزوم المغناطيسية المدارية $J = S = 2 \ , g = 2 ,M_a = 4\mu_B$ ولجميع الذرات والأيونات ذات الأغلفة المغلقة تكون $S = 0, L = 0 , J = 0$ لهذا فإن العزوم المغناطيسية لمثل هذه الذرات والأيونات تكون منعدمة (تساوى صفر) أو يرجع وجود البارا مغناطيسية إلى وجود ذرات ذات أغلفة

ممتلـــئة جزئيا إذ أنه نتجا لمبدأ الاستبعاد لباولى قد لا يكون هناك أكثر من إلكترونى إعداد الكم المغزلية لها متضادة فى أحد المناسيب ويكون العـــزم المغـــزلى الكلى لتلك الإلكترونات منعدما مثل هذه الإلكترونات تـــتوزع فى أزواج وإذا احـــتوت ذرة أو أيـــون عـــلى عدد فردى من الإلكـــترونات فـــإن أحد هذه الإلكترونات ويظل منفردا ولا ينتمى لأى زوج وعـــندئذ سيكون للذرة عزم مغناطيسى دائم . وإذا احتوت الذرة عـــددا زوجيـــا مـــن الإلكـــترونات نـــتوقع حالـــتين أما أن تكون كل الإلكـــترونات موزعة فى أزواج فيكون العزم المغزلى الكلى منعدما أو أن يكـــون هـــناك الكربونات أو أكثر فى حالة منفردة لا تكون أزواجا فيكون للذرة عزم مغناطيس دائم فعلى سبيل المثال , Ag , Na , K H ذات أعـــداد فـــردية من الإلكترونات أحدهما سيكون منفردا، بينما تحـــتوى ذرات C , Be ,Mg , He عـــلى إعـــدادا زوجية من الإلكترونات جميعها سيكون موزعا فى أزواج وتحتوى الأكسجين على عـــدد زوجى مـــن الإلكترونات لكن إلكترونين منهما يظلان منفردين وتكـــون العـــزوم المغناطيسية لعدة جزئيات منعدمة لأن بعضها منها يحتوى على إلكترونات منفردة كما فى حالة المجموعات الذرية الحرة rradical الـــتى تلعب دورا مهما فى العديد من التفاعلات الكيميائية لأمثلـــتها مجموعات الهيدروكسيل (OH) والمثيل الحر (CH_3) والإيـــثيل الحـــر (C_2H_5) فوجود الإلكترونات المنفردة فى جزئياتها وفى المجموعات الذرية الحرة يجعلها مواد مغناطيسية .

تصنيف المواد المغناطيسية:

عــند إضافة العزوم المدارية والمغناطيسية يمكن أن تتكافىء تماما وعندئذ ينعدم العزم الذرى الكلى وإذا لم يتم التكافؤ سيكون للذرة عــزما مغناطيســى دائم . وتبعاً لذلك تختلف الخصائص المغناطيسية للأجسام .

فــالمواد الــتى لا يكــون لذراتها عزوم مغناطيسية دائمة هى المــواد الديــا مغناطيسية والمواد التى يكون لذراتها عزوم مغناطيسية دائمة أما أن تكون مواد بارا مغناطيسية أو حديدو مغناطيسية أو حديد ومغناطيســية مضادة أو فيرايت. فإذا كان التأثير المتبادل بين العزوم المغناطيســية الذريــة منعدما أو ضعيفا ستكون المادة بارا مغناطيسية



الشكل (١٠ أ).

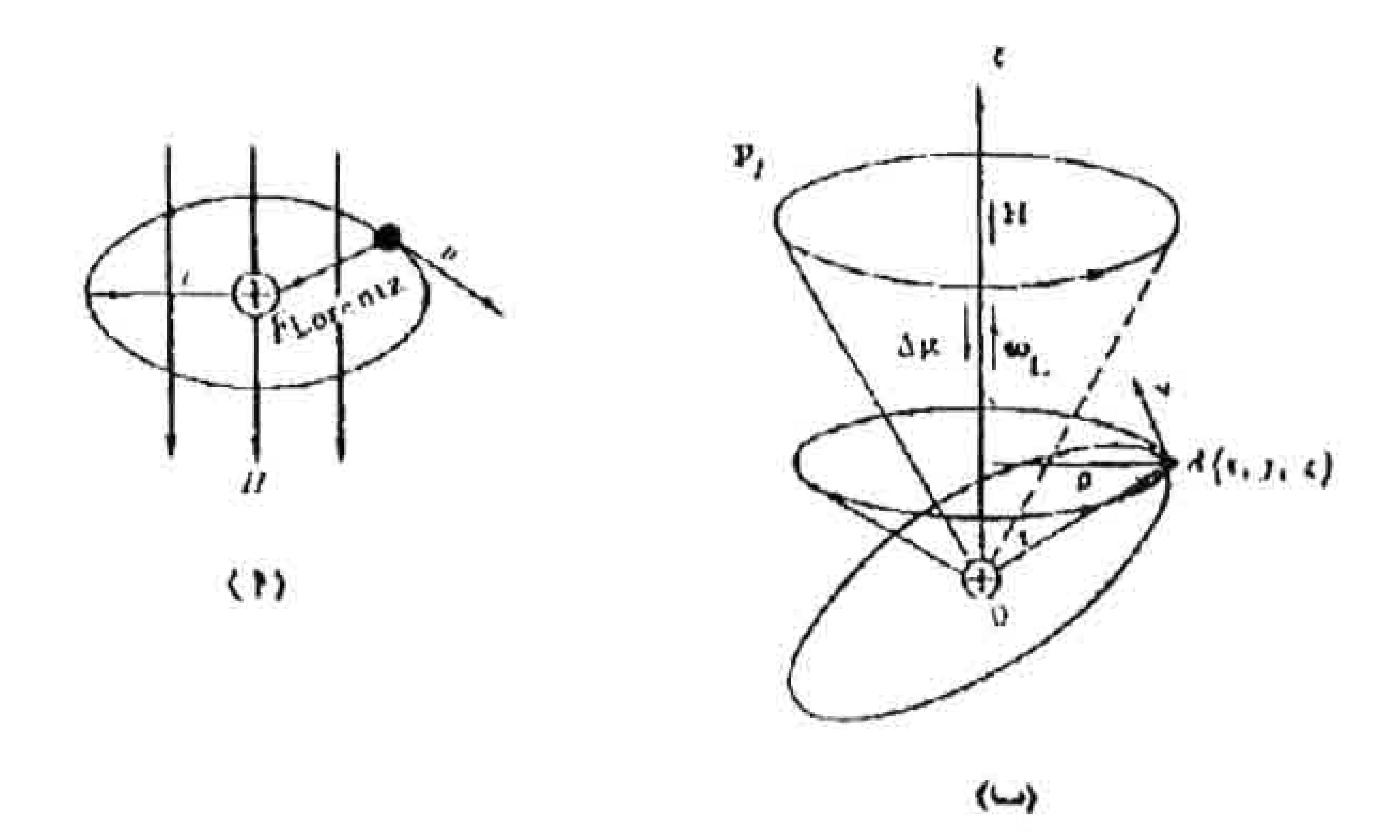
وإذا كـــانت العزوم المغناطيسية المتجاورة تميل إلى أن تصف بعضها لتصبح متوازنة ذات اتجاه واحد تكون المادة حديد ومغناطيسية الشـــكل (١٠ب) وإذا كانت العزوم المغناطيسية المتجاورة تميل إلى أن تصف نفسها متوازنة باتجاهين متضادين غير أنها تكون متضادة تكون المـــادة حديـــد ومغناطيسية مضادة ، الشكل (١٠ج) أو فى النهاية إذا كـــانت العـــزوم المغناطيسية المتجاورة تميل إلى نصف نفسها متوازية وفى اتجاهـــات متضـــادة لكـــن مقاديرها ليست متساوية تكون المادة فيرايت الشكل (١٠د).

(١-٤) منشأ الديا مغناطيسية Origin of diamagnetism

ترجع الديامغناطيسية إلى تغير فى الحركة المدارية للإلكترون تحت تأثير مجال مغناطيسى خارجى. وهو أمر شائع لجميع المواد إلا أنـــه غالـــبا يحـــتجب بالبار مغناطيسية والحديدو مغناطيسية القوية . وتظهـــر الديـــا مغناطيســـية بوضـــوح فى المواد التى تكون عزومها المغناطيسية الذرية الكلية منعدمة .

(١) ترنح المدارات الإلكترونية فى مجال مغناطيسى
Precession of electron orbits in a magnetic field

لنأخذ حركة إلكترون فى مدار نصف قطره r كما فـــــى



الشكل (١١ أ)

الشـــكل (١١أ) وفى حالـــة عدم وجود مجال خارجى H تكون القوة الجاذبة المركزية المؤثرة على الإلكترون هى F_{cP}:

W_0 ، السـرعة الـلحظية v_0) $= mV^2{}_0/r = mW^2{}_0 r$

السرعة الزاوية لحركة الإلكترون) وعندما يؤثر مجال مغناطيسى H عموديـا عــلى مستوى المدارى يتأثر الإلكترون بقوة لورنتز $F_l =$ Lorentz force $eV_0\ B_0$ اتجاهـها عــلى طول نصف قطر المــدار (B الحــث الكهرومغناطيسى) وعندئذ تكون القوة الجاذبة المركزية هى :

$$F = F_{cp} + F_L \text{ ,أ } \quad mW^2 r = mW_0{}^2 r + eW_0 r B_0$$

ومنها نحصل على : -

$$mr(W^2-W^2_0)-mr\,(W-W_0)\,(W+W_0)\approx 2mrW_0W_L$$

$$=q\,w_o r\,B_0 \qquad (٣٦)$$

حيث

$$W_L = W - W_0 = \frac{q}{2m}\,B_0 = \frac{q}{2m}\,\mu_0 H \qquad (٣٧)$$

وهـــو مـــا يعرف باسم التردد الزاوى للارمور Lo rmer angalev frequency لهـــذا يغيـــر المجـــال المغناطيسى التردد الزاوى للإلكترون المدارى. ويمكن أن نتبين من المعادلة (٣٧) أن هذا الـــتغير مـــتماثل لجميع الإلكترونات فى المادة بغض النظر عما يكون عليه نصف قطر مداراتها أو سرعتها اللحظية. وتنطبق اتجاهات W_L على اتجاهات B_0 وبصفة عامة عندما لا يكون المجال H عموديا عـــلى مستوى المدار فإن تأثير ذلك يظهر فى إثارة ترنح المدار حول اتجـــاه المجال، الشكل (١١ ب) يتخذ العمود P_l على مستوى المدار مخروطا حول المجال H وتوضح الحسابات أن السرعة الزاوية لمثل هذا الترسخ تتعين من العلاقة (٣٧).

(٢) العـــزم المغناطيســـى المحتث لذرة قابلية تمغنط المواد الدايا مغناطيسية:

ينـــتج عـــن ترنح المدار الإلكترونى حركة إضافية للإلكترون حول المجال H .

وتتراكب هذه الحركة مع الحركة المدارية والفعل المغناطيسى أو التأثير المغناطيسى لهذه الحركة الإضافية يكافىء ذلك للتيار المقفل .

$$\frac{W_L}{2\pi}$$

$$\Delta I = - q \gamma_L = -q \qquad = - \frac{q^2}{4\pi m} B_0 \qquad (٣٨)$$

حيث لها تردد الترنح الذى يرتبط بالتردد الزاوى بواســــطة العلاقة $\omega_L = 2\pi\gamma_L$ وتظهــر الإشارة السالبة فى العلاقة (٣٨) نتيجة للشحنة السالبة للإلكترون .

والعزم المغناطيسى للتيار الأولى ΔI هو :

$$\Delta \mu = \Delta IS = - \frac{q^2 S}{4\pi m} B_0 \qquad (٣٩)$$

حيث S المساحة التى يحدها مسار الإلكترون المترنح حول المجال H وتوضح الحسابات أن $S = 2\pi r^2/3$ حيث r^2 متوسط مربع بعد الإلكترون عن النواة لهذا : -

$$\Delta \mu = - \frac{q^2 r^2}{6 m} B_0 \quad = - \frac{q^2 r^2}{6 m} \mu_0 H \qquad (٤٠)$$

ومن هذه المعادلة نتبين أن كل إلكترون فى مجال مغناطيسى يتطــلب عــزما إضافيا يسمى العزم المغناطيسى المحثث يكون اتجاهه مضــادا لاتجــاه H . ظهور هذا العزم هو سبب مغنطة الجسم فى اتجاه مضاد لاتجاه المجال وهو ما يميز الديا مغناطيسية .

ويمكــن إيجــاد العزم المغناطيسى لذرة تحتوى على Z من الإلكترونات بإضافة عزوم الإلكترونات الفردية :

$$\Delta M = \frac{q^2 B_0}{6 m} {}_L\sum_i r_i^2 \qquad (٤١)$$

حيـــث r_i^2 متوسط مربع بعد الإلكترون i عن النواة. ويمكن استبدال $\acute{r}^{-2}_i$ بحاصـــل الضـــرب $Z a^2$ حيـــث a^2 متوســـط مربع بعد جميع الإلكترونات عن النواة عندئذ

$$(٤٢) \qquad \Delta M = - \frac{Z \acute{a}^2 q^2}{6 m} B_0$$

وبضـــرب العلاقة (١ -٤٢) فى عدد الذرات فى كل وحدة حجوم n نحصل على شدة التمغنط J_m

$$(٤٣)\ J_m = n \Delta M = -\frac{Zq^2 n \acute{a}^{-2}}{6m} B_0 = -\frac{Zq^2 n \acute{a}^2}{6m} \mu_0 H$$

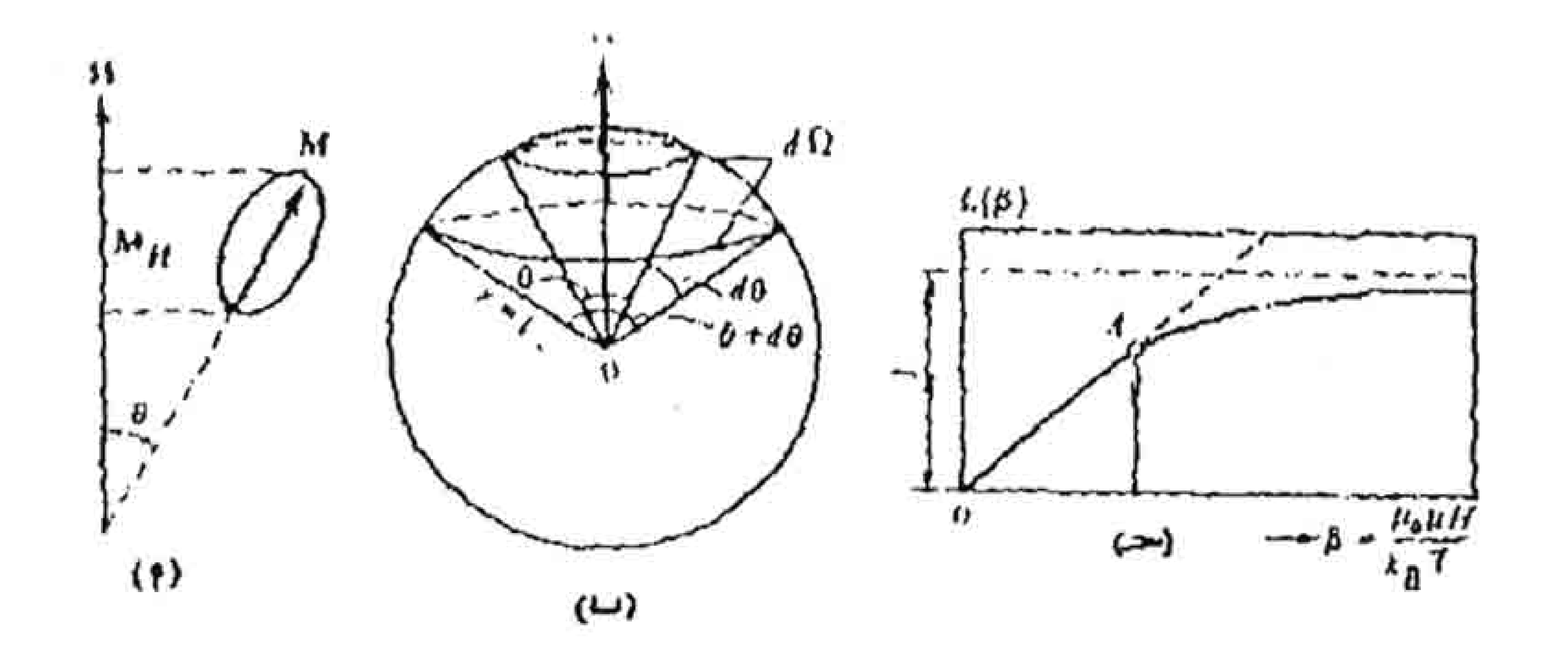
وقابلية التمغنط χ

$$(٤٤) \qquad \chi = J_m/H \qquad = - \frac{\mu_0 Z q^2 n \acute{a}^2}{6m}$$

وبرفض أن $a = 10^{-10}$ m ، $n \approx 5x10^{28}$ لكل متر مكعب نحصل عـــلى $\chi \approx 10^{-6}z$ فى اتفـــاق جيد من نتائج الجدول (١) فضلا عن ذلـــك، يتضـــح مـــن المعادلـــة (٤٤) أن قابـــلية التمغنط للمواد الدايا مغناطيســـية لا تـــتوقف عـــلى كل من درجة الحرارة أو شدة المجال المغناطيســـى H وتزداد بزيادة العدد الذرى z للعنصر فى اتفاق تام مع التجربة .

(١-٥) منشأ البارا مغناطيسية Origin of paramagnetion

١) نظرية لانجفين الكلاسيكية للبارا مغناطيسية
Langavin‘s classical Theory paramagnetism



الشكل (١٢)

تعـــتمد الـــنظرية الكلاسيكية التى اقترحها باول لانجفين على فكـــرة أن ذرات المـــواد البارا مغناطيسية يكون لها عزوم مغناطيسية دائمـــة M حيـــث تتكون ثنائيات قطب مغناطيسية دائمة وأن التأثير المتــبادل بيـــن ثـــنائيات القطب هذه يمكن إهماله. وتكون طاقة ثنائى القطب فى مجال مغناطيسى H هى :

$$U_m = - M\mu_0 H \cos\theta \qquad (٤٥)$$

حيـــث θ الزاوية بين H, M الشكل (١٢أ) لذلك تميل كل ثنائيات القطـــب إلى توجيـــه نفســـها فى اتجاه المجال الخارجى ، ويعوق هذه العملية الاهتزازات الحرارية . ويتكون العزم المغناطيسى الكلى للمادة من مساقط العزوم المغناطيسية للذرات المنفردة على اتجاه المجال H ونظـــرا لأن مقـــدار تلك المساقط هو $M_H=M \cos\theta$ فإن مشكلة الحسابات الكمية للقيمة المتوسطة للمقدار M_H المناظرة لحالة الاتزان تنحصـــر فى الـــتأثير الاتجاهى للمجال والتأثير اللااتجاهى (النوضوى) لـــلحركة الحـــرارية . وبمجـــرد حـــل هذه المشكلة بواسطة لانجفين بالاســـتعانة بالطـــرق الإحصائية الكلاسيكية ، افترض أن توجيه M

بالنســبة للمجال H يمكن أن يكون اختياريا ويمكنه أن يأخذ كل القيم تبعا للزاوية θ .

واحتمال أن لطيف ثنائى القطب نفسه عند زاوية فى المـــدى $(\theta, \theta + \Delta\theta)$ مع المجال أى داخل زاوية مجسمه $d\Omega$ الشكل (١٢ب) يتعين بدالة التوزيع بولتزمان

$$W = C_1 e^{-u_m/K_B t}\, d\Omega = C_1 \exp \frac{\mu_0 M H \cos\theta}{K_B T}\, d\Omega$$

حيث C_1 ثابت التسوية : ويتضح من الشكل (١٢ ب) أن :

$$d\Omega = 4\pi \sin\theta\, d\theta$$

ولهذا :

$$W = C \exp\left(\frac{\mu_0 M H \cos\theta}{K_B T}\right) \sin\theta\, d\theta$$

حيث C ثابت جديد :

وتكون القيمة المتوسط للمقدار M_H هى

$$(٤٦)\quad \overline{M_H} = \overline{M\cos\theta} = \frac{\int_0^\pi \cos\theta \exp(\mu_0 M H \cos\theta/K_B T)\sin\theta\, d\theta}{\int_0^\pi \exp(\mu_0 M H \cos\theta/K_B T)\sin\theta\, d\theta}$$

وبحل هذه التكاملات نحصل على :

$$(٤٧)\quad \overline{M_H} = M\left(\frac{e^B + e^{-B}}{e^B - e^{-B}} - \frac{1}{\beta}\right) = M\left(\coth\beta - \frac{1}{\beta}\right)$$

حيث :

$$(٤٨)\qquad \beta = \frac{M\mu_0 H}{K_B T}$$

وتعطى شدة التمغنط بالعلاقة :

$$J_m = n\overline{M_H} = n_M \left(\operatorname{Coth} \beta - \frac{1}{\beta} \right) \qquad (٤٩)$$

حيث أن عدد الذرات فى وحدة الحجوم وتكون قابلية التمغنط هى

$$\chi = \frac{J_m}{H} = \frac{nM}{H} \left(\operatorname{Coth} \beta - \frac{1}{\beta} \right) \qquad (٥٠)$$

ونظــراً لأن ثنائيات القطب الذرية التى تقع تحت تأثير المجال نصف نفسها فى اتجاهه وهو نفسه اتجاه شدة التمغنط للجسم كامل وهو ما يميز البارا مغناطيسية وبفك $\operatorname{Coth} \beta$ فى مسلسلة قوى:

$$\operatorname{Coth} \beta = \beta^{-1} + \beta/_3 - \beta^2/_{45} + \ldots\ldots\ldots\ldots$$

وعــندما تكون $\beta << 1$ يمكن أن نكتفى بالحدين الأول والثانى من المفكوك وعندئذ نحصل على المعادلة .

$$(٥١)\ J_m = \frac{nM\beta}{3} = \frac{nM^2}{3K_BT} \mu_0 H, \quad \chi = \frac{\mu_0 nM^2}{3K_BT}$$

وبارتفاق مع التجربة تتناسب J_m طردياً مع H وعكسياً مع T والجزء الثانى من المعادلة (٥١) يعبر عن قانون كيورى :

$$\chi = \frac{nM^2 \mu_0}{3K_B} \qquad C =$$

ويكون ثابت كيورى

ولذرات $M = 2\mu$ ثم $H \cong 10^6$ أمبير / م نرى أن ، $MH\mu_0$ j تســاوى $J\ 10^{-23}$ وعــند $T = 300\ K$ ، نرى أن K_BT تساوى $3x10^{-21}$ عندئذ يتحقق الشرط: $\beta >> 1$

وفى حالــة وجــود مجالات قوية وفى درجات الحرارة المنخفضة جداً تكــون β أكبر كثيراً من الواحد ولا يحتفظ فى هذه الحالة بالتناسب الطــردى بين J_m , H فعندما $\beta \longrightarrow \infty$ فإن $Coth$ $\beta \longrightarrow 1$ وتتشــبع شدة التمغنط وقيمة النهاية العظمى المناظرة تصبح :

$$J_S = nM \qquad (٥٢)$$

ويتضــمن التشــبع المغناطيس أن تصطف العزوم المغناطيسية لجميع الذرات فى اتجاه المجال وتسمى الدالة $L(\beta) = Coth\ \beta - \frac{1}{\beta}$ باسم دالة لا نجفين والتمثيل البيانى لها يوضحه الشكل (١٢ج) .

(٢) أساسيات نظرية الكم للبارا مغناطيسية :

لا تعــطى الــنظرية الكلاســيكية تفسيرا متوافقاً مع الظواهر المغناطيســية كنتيجة لحركة الشحنات الإلكترونية ويتضمن بالضرورة وجــود تيــارات جزئية معرفة ثبات الحركة الإلكترونية للذرات وهى حقيقة غير مقبولة فى الفيزياء الكلاسيكية .

وافــتراض أن جميــع الاتجاهــات للعزوم المغناطيسية تكون ممكــنة بالنسبة لــ H والتى تعتمد عليها نظرية لانجفن افتراضاً غير صــحيح . فهذه الصعوبات ككل أمكن التغلب عليها بنظرية الكم للبارا مغناطيسية جوهر هذه النظرية يتمثل فيما يلى:

يوجــد $2J+1$ طــريقة أن تصطف بها العزوم المغناطيسية الذرية M_J فى مجال مغناطيسى (J) هى عدد الكم الذاتى) ويتعين احتمال كل اتجاه من دالة توزيع بولتزمان

$$W = \overline{C}e^{\mu 0} M_{TH}$$
$$= C\, e^{\mu 0} M_{JH/} K_B T$$

MJH هى مسقط MJ على H ، والقيمة المتوسطة M_{JH}

هى :

$$(٥٣) \qquad \overline{M}_{JH} = \frac{{}_{-J}\Sigma^{+J} M_{JH} \exp\left(\frac{\mu o^{M} JH^{H}}{K_B T}\right)}{{}_{-J}\Sigma^{-J} \exp\left(\frac{\mu o^{M} JH^{H}}{K_B T}\right)}$$

الفــرق بين المعادلة (٥٣) والمعادلة (٤٦) هى أن التكامل تم استبداله بجمــع كــل الاتجاهــات المميزة الذى يمكن أن يصطف فيها M_J ويؤدى حل المعادلة (٥٣) إلى النتيجة التالى :

$$(٥٤) \qquad \overline{M}_{JH} = gJ\mu_B BJ(\beta)$$

$$(٥٥) \qquad \beta = \frac{Jg\mu_B H\mu_o}{K_B T}$$

$$(٥٦)\; B_J(\beta) = \frac{2J+1}{2J} \operatorname{Coth} \frac{2J+1}{2J} \beta \frac{1}{-2J} \quad \operatorname{Coth} \frac{\beta}{2J}$$

وتعرف الدالة (B_J (β باسم دالة بريلوا Brillouin function وتعطى شدة المجال وقابلية التمغنط بالمعادلتين

$$(٥٧) \qquad J_m = \overline{M_{JHn}} = ngJ\mu_B BJ(\beta)$$

$$(٥٨) \qquad \chi = \frac{ngJ\mu_B}{H} B_J(\beta)$$

وعندما تكون $B<<1$

$$\beta_J(\beta) = (J+1)/3J$$

$$(٥٩) \quad J_m = \frac{Ng^2\mu^2 BJ(J+1)\mu_0 H}{3K_B T}, \chi = \frac{nJ(J+1)g^2\mu_B^2\mu_0}{3K_B T}$$

ومـــن المعادلة (٥٩) وعندما تكون $\beta << 1$ تؤدى نظرية الكم إلى علاقـــة خطيـــة بين J_m, H وعلاقة عكسية بين كل من J_m, X درجة الحرارة وهو ما يتفق مع النظرية .

فى المجالات القوية وعند درجات الحرارة المنخفضة & $\Rightarrow \beta$ وتحتفظ شدة التمغنط بقيمة التشبع لها :

$$\mathrm{Coth}\frac{2J+1}{2J} \longrightarrow 1, \coth\frac{\beta}{2J} \longrightarrow 1, B_J(\beta_1)$$

وعندئذ تكون قيمة J_S كما هى:

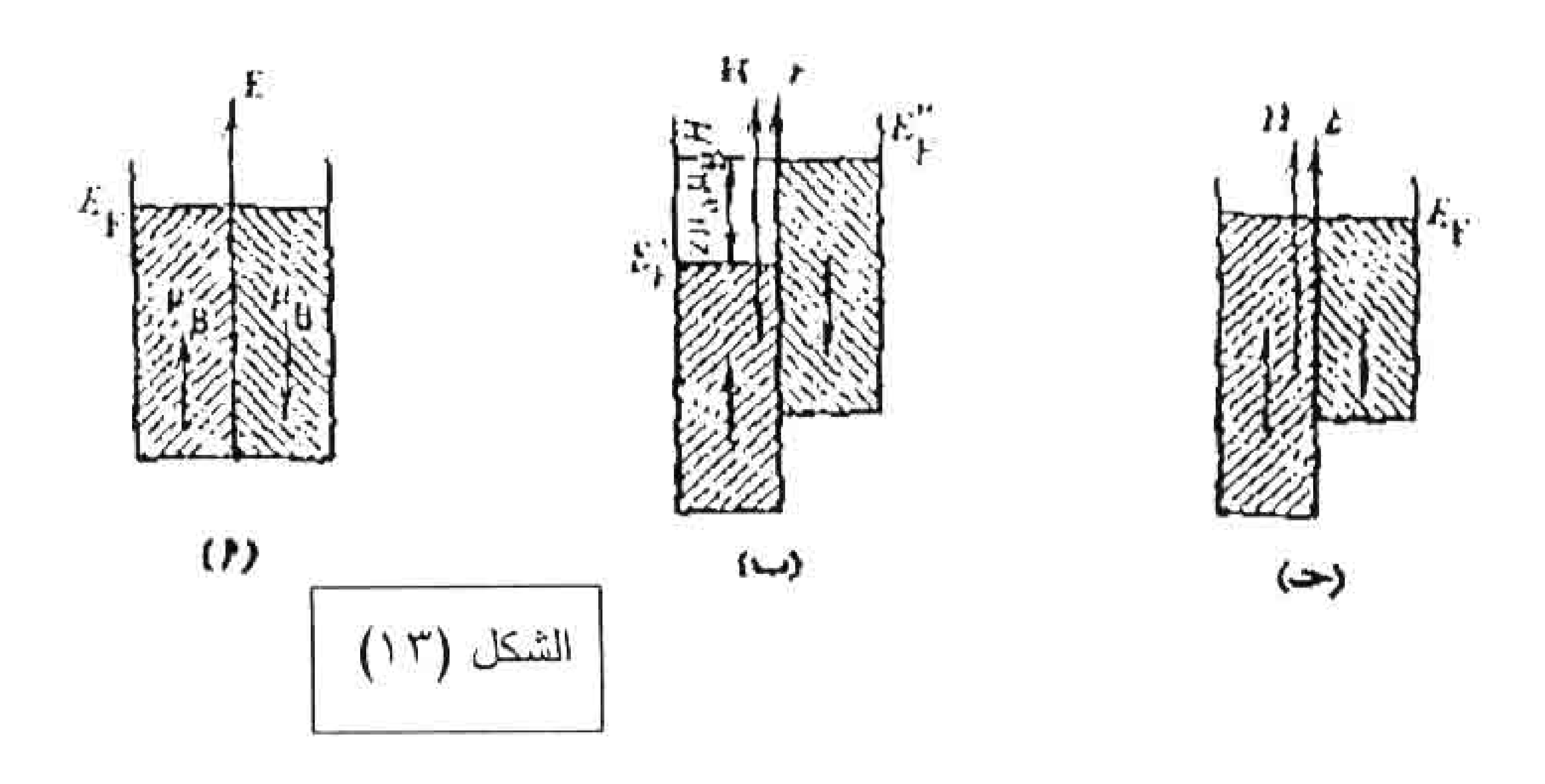
$$(٦٠) \quad J_S = ngJ\mu_B$$

والمـــواد المســـتخدمة فى الاختـــبارات العملية لنظرية البارا مغناطيســـية عبارة عن محاليل وأملاح الهيدرات المتبلرة التى تحتوى عـــلى أيونـــات بـــدون عزم مغناطيسى وهى على سبيل المثال أيونات عناصـــر مجموعـــة الحديـــد والعناصر الأرضية. ففى المحاليل وفى مركـــبات الهيدرات المتبلرة تكون الإلكترونات بعيدة عن بعضها بحيث أن الـــتأثير المتـــبادل بيـــنها يمكـــن إهماله وهذا شط ضرورى للبارا مغناطيســـية وتـــتفق النتائج التجريبية لهذه المركبات اتفاقا ملحوظاً مع النظرية .

(٣) بارا مغناطيسية الغاز الإلكترونى :

تـبعا لـلعلاقة (٥١) ، (٥٩) تتناسـب قابـلية التمغنط البارا مغناطيسـية تناسـبا عكسـيا مع درجة الحرارة المطلقة. ومع ذلك تم اكتشـاف بعـض الفلزات لا تتوقف فيها البارا مغناطيسية على درجة الحـرارة. وأوضح باولى Pauli أن هذا يرجع إلى بارا مغناطيسية الإلكترونات الحرة التى تكون الغاز الإلكترونى.

ويوضـح الشكل (١٣ أ) نطاق التوصيل فى فلز ويكون الرسم التخطيطى لها على هيئة نصفى نطاق يحتويان على الإلكترونات كمية الـتحرك المغـزلى لها متضادتان $\mu_S = \mu_B$ وعندما تكون $H = 0$ **يكون عدد الإلكترونات فى النصف الأول مساويا عدد الإلكترونات فى** النصـف الـثانى ويكـون العزم المغناطيسى الكلى للغاز الإلكترونى مسـاويا الصـفر. وعندما يؤثر المجال H يكتسب كل إلكترون فى النصف الأيسر لنطاق الطاقة مقدارا من الطاقـة $U_m = - \mu_0 \mu_3 H$



الشكل (١٣)

ويكتســب كــل إلكــترون فى النصف الأيمن كمية إضافية من الطاقة مقدارهــا – $U_m = \mu_0\mu_B H$ وتظهر النتيجة على هيئة اختلاف بين شبيهى منسوبى فيرمى $E_F - E_F = 2\mu_0\mu_B H$ ، الشكل (١٣ ب)

للإلكــترونات فى نصــفى النطاق الأيمن والأيسر ، ويترتب على ذلك انتقال بعض الإلكترونات من النصف الأيمن للنطاق إلى الجزء الأيسر الشــكل (١٣ ج). ونظــرا لأن جميــع المناسيب الداخلية مشغولة فإن الإلكترونات التى لها حركة مغزلية التى يمكن أن تريد تكون هى التى تشــغل مناســيب الطاقة فى المنطقة التى تكون فيها دالة التوزيع شدته والتى توجد فيها مناسيب خالية . عدد هذه الإلكترونات هو :

حيــث n تركيز الإلكترونات فى الغاز الإلكترونى ومن هذا العدد نجد أن $\Delta n = Ce^{(-\mu_0\mu_B H / K_B T)}$ هــو عــدد الإلكترونات التى يتم توجيــه غــزومها المغناطيســية فى اتجاه H $e^{(-\mu_0\mu_B H / K_B T)}$ $\Delta n = C$ هو عدد الإلكترونات التى يتم توجيه عزومها المغناطيسية فى عكس اتجاه H(C مقدار ثابت) ويكون العزم المغناطيسى لكل وحدة حجوم نتيجة لهذه العملية هو :

$$J_{mc} = (\Delta n' - \Delta n'')\ \mu_B = C\mu_B\,(e^{B} - e^{-\beta})$$

حيــث :

$$\beta = \mu_0\mu_B H / K_B T$$

ونظراً لأن:

$$C=\Delta n\,(e^{B} + c^{-B})^{-1} \text{ فإن } \Delta n=\Delta n^{\prime}+\Delta n^{\prime\prime} =C\,(e^{B} +e^{-B})$$

وبالتعويض بهذه القيمة فى العلاقة المعبرة عن: J_{me} نجد أن:

$$J_{me} = \Delta\, n\mu_B \frac{e^{B} - e^{-B}}{e^{B} + e^{-B}} = \Delta\, n\mu_B \tanh\beta$$

وعــندما تكون $\beta >> 1$ ، يكون $J_{me} = \Delta\, n\mu_B\mu_0 H/ K_B T$,

$$\tanh\beta \approx \beta$$

وبالتعويض عن Δn من (٦١) نحصل على:

$$J_{me} \approx n \frac{\mu^2 B}{E_F} \mu_0 H \qquad (٦٢)$$

والقابلية البارا مغناطيسية هى

$$\chi_e \approx n \frac{\mu_0\mu^2 B}{E_F} \qquad (٦٣)$$

وتؤدى الحسابات الدقيقة إلى

$$\chi_e = \frac{3}{2}\, n \frac{\mu_0\mu^2 B}{E_F} \qquad (٦٤)$$

ومــنها نــرى أن القابلية المغناطيسية للغاز الإلكترونى لا تتوقف على درجة الحرارة وهذا هو ما تمت ملاحظته تجريبيا .

(٤) الوصـــول إلى درجـــة حـــرارة منخفضة باستخدام طريقة إزالة مغنطة عينات بارا مغناطيسية عند ثبوت الحرارة :

لـــذرات المـــواد البارا مغناطيسية عزم مغناطيسى دائم . وفى حالـــة عدم وجود مجال خارجى نتيجة لحركة الذرات الحرارية تكون اتجاهـــات عـــزومها المغناطيسية عشوائية ودرجة الفوضى تقاس بما يســـمى الانتروبيا entaopy S وتعرف هنا بالانتروبيا المغناطيسية S_M وتمشيا مع مبدأ بولتزمان

$$S_M = K_B \ln W_M \qquad (٦٥)$$

حيـــث Wm الاحـــتمال الثرمو دينامى ، ويساوى فى هذه الحالـــة عـــدد الطـــرق الـــتى يتم بها توزيع عدد n ذرة لعينة بارا مغناطيســـية عـــلى 2J + 1 تحت منسوب حيث ينشق كل منسوب ذرى فى المجال المغناطيسى وقيمته :

$$W_M = (2J + 1)^n \qquad (٦٦)$$

وبالتعويض من (٥) فى (٦٥) نحصل على

$$S_M = K_B \ln (2J + 1) \qquad (٦٧)$$

وعـــندما يؤثـــر مجـــال مغناطيسى متزايد ، يتم توجيه المزيد من عدد العـــزوم المغناطيســـية فى اتجاه المجال ، ونتيجة لذلك تقل الانتروبيا المغناطيســـية وعـــندما نصل إلى حالة التشبع المغناطيسى يبلغ ترتيب العزوم المغناطيسية اكبر قيمة له وتتلاشى S_M .

لذلـــك فإن عملية شدة التمغنط عينه بارا مغناطيسية إلى درجة التشبع تكون مصحوبة بانخفاض الانتروبيا لها بمقدار .

$$\Delta S = S_M = K_B n \ln (2J + 1) \qquad (٦٨)$$

وإذا تمـــت شدة التمغنط عند درجة حرارة ثابتة T فإن انخفاضا فى قيمة S بمقدار ΔS يظهر فى توليد كمية من الحرارة مقدارها ΔQ $=T \; \Delta S$ تنتقل هذه الكمية من الحرارة من العينة إلى الوسط المحيط وهـــو عادة هيليوم سائل وبعد الوصول إلى حالة الاتزان يزال الهيليوم وتعـــزل العينة حرارياً فى مثل هذه الظروف فإنها تفقد مغنطتها ببطء عند ثبوت الحرارة وترتفع فى نفس الوقت الانتروبيا لها بمقدار ΔS

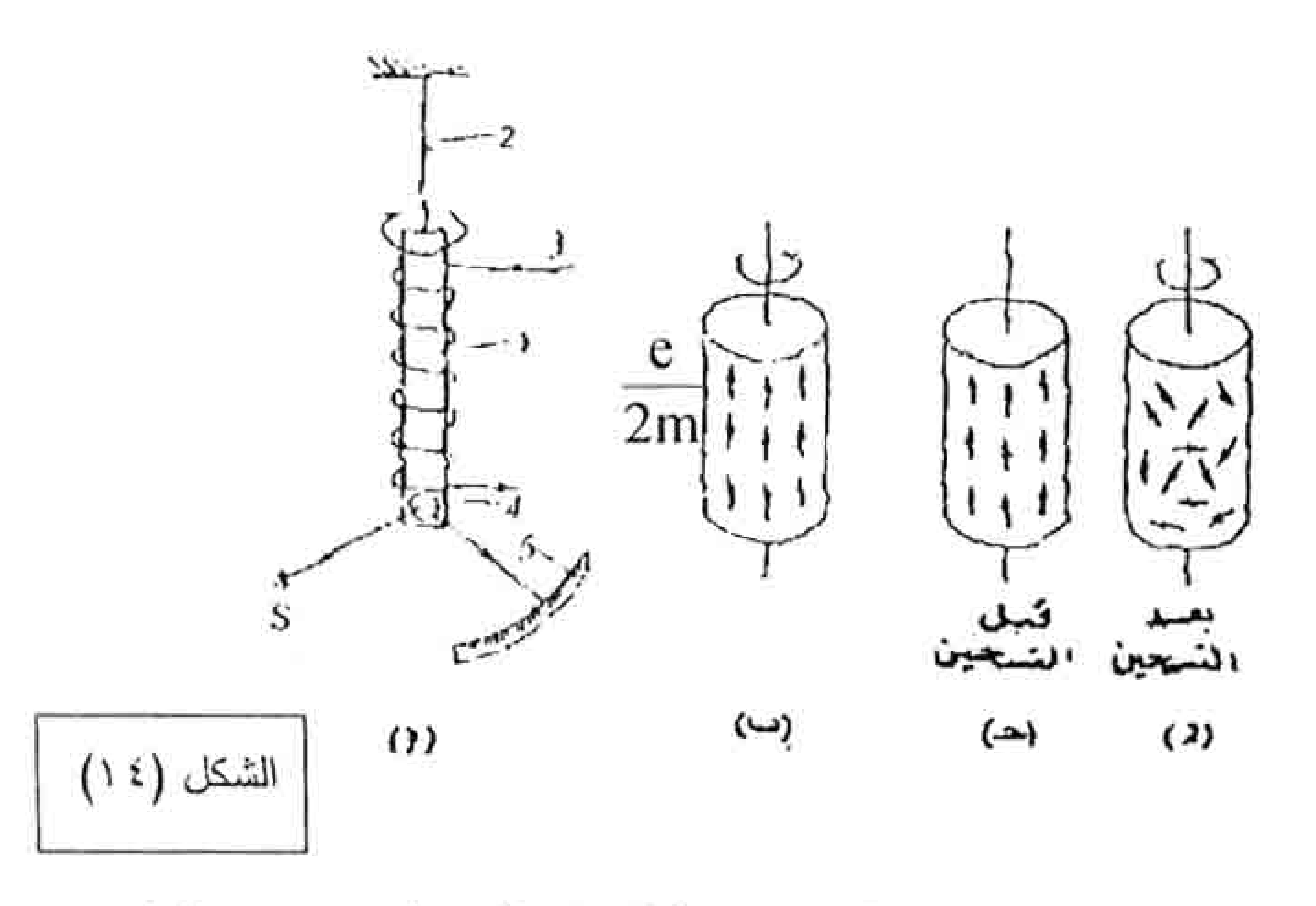
وتتطـــلب الزيادة فى الانتروبا حرارة تستمدها العينة من الاهتزازات الحـــرارية للشبيكة نظراً لأن العينة معزولة حرارياً عن الوسط المحيط وبسبب ذلك تنخفض درجة حرارتها. وباستخدام هذه الطريقة يكون من الممكن الحصول على درجات حرارة أقل من 0.001 كلفن .

(٤-٦) نشأ الحديد ومغناطيسية :

١) الحاملات الأولية فى الحديد ومغناطيسية :

يكـــون للجسم الممغنط عزم مغناطيسى M يتكون من عزوم مغناطيسية ذرية ذات اتجاه منتظم ولها كمية تحرك زاوية P تتكون من كمية تحرك زاوية ذرية ذات اتجاه منتظم. وتبعاً للعلاقتين (١٧) ، (١٨) تكـــون النســـبة M/P مســـاوية إذا كانت شدة التمغنط بسبب عزوم الحركة المغزلية .

وتـــم اكتشـــاف ظهـــور العزم المغناطيس فى عملية التمغنط بواســـطة أينشـــتين دى هس Einstein – de Hus وتعرف هذه الظاهـــرة باســـم ظاهـــرة أينشتين – دى هس. فى تلك التجارب يعلق



الشكل (١٤)

قضـــيب صـــغير مـــن الحديد رقم (١) بواسطة خيط رفيع مرن (٢) ويوضع داخل ملف لولبى (٣) الشكل (١٤ أ) .

وأثناء عملية التمغنط يدور القضيب ويحدث التواء فى الخيط . اتجـــاه دوران القضـــيب يـــتغير مع تغير اتجاه المغنطة وتقاس زاوية الدوران بالاستعانة المرآة (٤) المثبتة على القضيب التى تعكس حزمه ضـــوئية على التدريج (٥) وتجعل التجربة من الممكن تعيين كل من B , M وإيجاد النسبة الجيرو مغناطيسية $\gamma = M/P$

ولقـــد قام بارمت Barmtt بتجربة معاكسة لتجربة أينشين دى هـــس : فقد لاحظ تمغنط قضيب من الحديد يدور بسرعة مثل هذه المغنطة ترجع إلى جعل الإلكترونات (يمكن النظر إليها كلعبة الأطفال المعـــروفة باســـم النحلة او الدور يكون لها كميات تحرك زواية) كى تـــرتب محـــاور دورانها (الحركة المغزلية) فى اتجاه محور دوران الجســـم ، الشـــكل (ب) وفى تجربة أخرى أجراها أيوفى وكاتبزا Ioffe and kapitza اللذان قاماً بتسخين قضيب ممغنط إلى درجة الحرارة فوق نقطة كيورى قبل التسخين كانت اتجاهات الحركـــــــة

المغزلية للإلكترونات مرتبة ، الشكل (١٤ج) ولا تساوى كمية التحرك الــزاوية الكلية الصفر. وعند تسخينها فوق نقطة كيورى فإن اتجاهات الحــركة المغــزلية للإلكــترونات تغير من توجيهها لتصبح مشوشة ، الشــكل (١٤ د) وعندئذ يصبح كمية التحرك الزاوى لا مساوية الصفر وبسبب ذلك يكون للقضيب الذى فقد منغنطته ككل كمية تحرك دورانيه يمكــن قيامهــا تجريــبياً إضافة إلى ذلك فإن قياس العزم المغناطيس للقضيب الممغنط يمكن حساب النسبة الجيرومغناطيسية .

$$\gamma = \frac{M}{P}$$

وأوضــحت التجارب أن النسبة عدد مغناطيسية للمواد الحديد ومغناطيســــية هى $\frac{M}{P} = \frac{e}{m}$ - أى تســــاوى النســــبة الجيرومغناطيســية للعزوم الذاتية للإلكترون. وهذا يبرهن أن الحديدو مغناطيســية تــرجع إلى العــزوم المدارية للإلكترونات بل ترجع إلى العــزوم المغناطيسية للحركة المغزلية لها وهو ما يتوافق مع التركيب الإلكترونى لذرات العناصر التى لها خاصية الحديدو مغناطيسية ونظراً لأن العزوم المغناطيسية للأغلفة (أو المدارات) المقفلة تساوى الصفر ونظــراً لأن إلكترونات التكافؤ الخارجية تتراكم فى عملية تكون الحالة الفــلزية فــإن الحديــدو مغناطيســية يجب أن تكون خاصية للعناصر الانتقالية التى لها أغلفة داخلية غير مكتملة وتشتمل تلك العناصر على الفــلزات الانــتقالية لمجموعة الحديد التى لا تكتمل فيها الأغلفة 3d كمــا تشتمل على العناصر الأرضية النادرة التى لا تكتمل فيها الأغلفة K 4F مــن ناحيــة أخــرى نظراً لأن العزوم المغناطيسية المدارية للغلاف 3d تتجمد فى مواضعها يمكن إهمال دورها فى الخصائص

المغناطيســية ويمكــن أن ترجع الحديدو مغناطيسية إلى العناصر التى تنــتمى لتــلك المجموعات إلى عزوم الحركة المغزلية الذرية . وهى كــبيرة بدرجــة كافيــة (الجدول) وأول من قدم هذا الغرض هو روزنـــج Pozling ولقــد استثمر بييرفايس Pierre Weiss الــذى افترض بدوره وجود مجال جزئيى قوى H فى المادة الحديد ومغناطيسية يتناسب مع شدة التمغنط المشبعة J_S

$$H = \lambda J_S \qquad (٦٩)$$

حيــث λهى ثــابت المجال الجزيئى. ويكون هذا المجال مسئولاً عن المغنطة التلقائية للمواد الحديدو مغناطيسية .

وإدخـــال المجال الجزيئى جعل من الممكن تفسير مدى واسع مــن الظواهــر التى يمكن ملاحظتها فى الحديدو مغناطيسية ومع ذلك ظــلت طــبيعة المجال نفسه سراً غامضاً لمدة طويلة فقد تم أول الأمر افــتراض ان منشـــأ القوة التى تعمل على توجيه عزوم كمية التحرك الــزاوية هى ذات طبيعة مغناطيسية نقية وتظهر نتيجة للتأثير المتبادل المعــتاد بين عزوم كمية التحرك الزاوى المغناطيسية طاقة هذا التأثير المتــبادل $\mu M \approx \mu^2 B / a^3$ حيــث a المسافة بين الذرية فى الشبكة للمادة الحديدو مغناطيسية .

وبالتعويض عن $\mu B = 9.27 \times 10^{-24}$, $a = 10^{-10}$ متر نحصل عــلى $\mu M = 10^{-23}$ جول وهى أقل من تلك الطاقة الحرارية لشبكة ذريــة عــند درجــة الحرارة التى تحدث اضطراباً فى ترتيب الحركة المغــزلية ويــترتب على ذلك أن التأثير المتبادل المغناطيسى للحركة المغــزلية يكــون غير قادر على التأثير على التوجيه المتوازى للحديد

مغناطيســـية عـــند درجات حرارة أقل من نقطة كيورى وهذا يؤكد أن ينشأ العزم الجزئيى الذى يؤثر على مثل هذا التوجيه المتوازى للحركة المغزلية غير مغناطيسى هذا لاستنتاج تحت تأكيده بتجارب مباشرة قام بها دور فمان Dorfman

٢) دور التفاعل التبادلى فى الحديدو مغناطيسية:

افـــترض فـــرنكل Frenkle أن منشأ القوى المسئولة عن الـــتوجيه المتـــبادل المحـــدد لـــلعزوم الذريـــة المغناطيسية هو منشأ الكتروســـتاتيكى فهى نتيجة للتفاعل التبادلى لإلكترونات الأغلفة الذرية الداخـــلية غير المكتملة ويتضمن التفاعل التبادلى تغيراً فى طاقة النظام **ويمكـــن أن نرى هذا بسهولة فى عينه من نظام بسيط يتكون من ذرتى** هيدروجين وطاقة مثل هذا النظام هى

$$U = 2E_0 + \frac{K \pm A}{1 \pm 5^2} \qquad (٧٠)$$

حيث E_0 هى طاقة ذرتى الهيدروجين التى لا يوجد بينها تأثير متبادل و K هى طاقـــة الـــتأثير المتبادل للشحنات الكهربية المكونة للذرات تبعاً لقانون كولوم S التكامل المتشابك الذى تقع قيمته فى المدى $a, 1$ $O \geq S \geq$ هى طاقة التبادل ،

وتوضح الحسابات أن a يمكن التعبد عنها بالعلاقة

$$A = - J(\vec{S_1} \cdot \vec{S_2}) \qquad (٧١)$$

حيـــث S_i , S_g هما الحركة المغزلية الكلية للذرات المتفاعلة و J هى (وتـــتخذ طاقـــة التبادل مقياساً لاحتمال انتقال الإلكترون (١) إلى

الـــذرة B وانـــتقال الإلكترون (٢) إلى الذرة A ارجع إلى الرابطة التساهمية . وفى حالة ذرتى الهيدروجين المتفاعلتين يكون:

$$(٧٢) J = \left(\frac{e^2}{r} + \frac{e^2}{r_{12}} - \frac{e^2}{r_{b1}} - \frac{e^2}{r_{a2}}\right)\psi_a(1)\psi_b(2)\psi_a(2)\psi_b(1)dV_1\,dV_2$$

حيث $\frac{e^2}{r}$ ، $\frac{e^2}{R_{12}}$ هما طاقتا التفاعل بين النواتين نفسهما وبـــــين الإلكترونين نفسهما على الترتيب و $\frac{e^2}{r_{B1}}$ ، $\frac{e^2}{r_{a2}}$ هما طاقتـــا

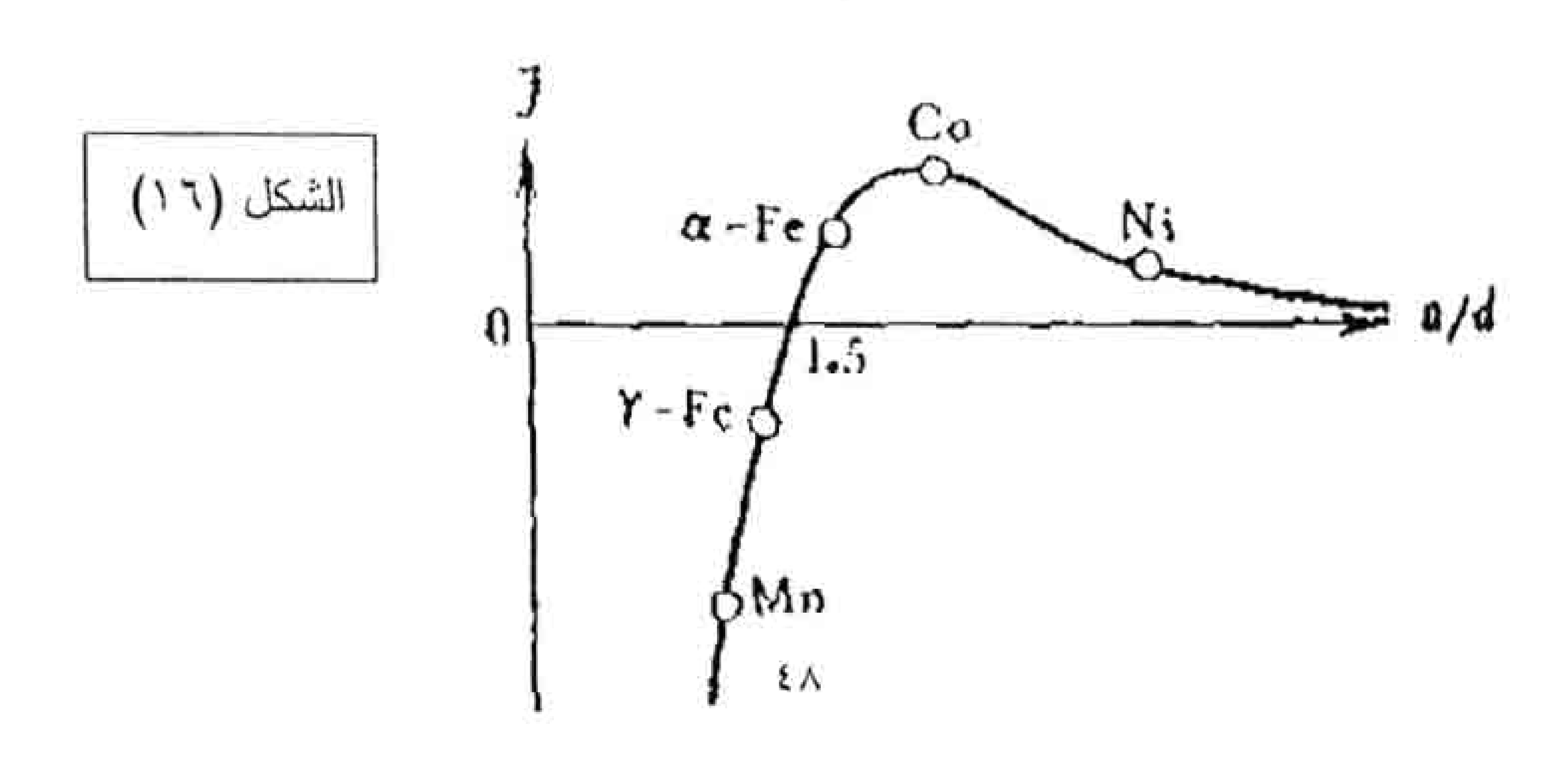
الـــتجاذب بين الإلكترون (١) والنواة B والإلكترون (2) والنواة (a) و ψ_a , ψ_b^2 هى الدالـــتان الموجبـــتان اللـــتان تصفان حركة الإلكترونية (١) و(٢) حول النواتين a , b على الترتيب ، ψ_{a2} عند ψ_{a1} هى الدالـــتان الموجبـــتان اللـــتان تصـــفان احـــتمالا ان يكـــون للإلكـــترونات 1, 2 قريـــبين من النواتين a , b على الترتيب ، إلى احتمال تبادل الذرتين A , B لتبادل للإلكترونات dV_1, dV_2 هى حجما العنصرين .

ومن المعادلة (٧٢) نتبين أن الحدين الموجب والسالب يدخلان فى طاقـــة التبادل. لهذا تكون إشارة طاقة التبادل أما موجبة أو سالبة. يـــتعين هـــذا من الجزء الذى يلعبه الحدان الموجب والسالب فى طاقة التـــبادل الـــتى تتوقف بدورها على علاقة أبعاد أغلفة الإلكترون اللذان يكونـــان الـــرابطة التبادلية كما يتوقفان على المسافة بين الذرية وتعين إشـــارة طاقة التبادل أى الاتجاهات الحركة المغزلية المشاركة الرابطة التبادلية – الموازية أو المتوازية المعاكسة.

ومـــن المعادلـــة (٧١) نتـــبين أن إشـــارة طاقة التبادل تكون ســـــــالبة (J < o) تكون طاقة التبادل A سالبة وبالتالى تكون

طاقـــة النظام أقل من $2E_0$ للذرتين المنفردتين [ارجع للمعادلة (٧٠)]
إذا كان Si , Sj للإلكترونات المشاركة فى الرابطة التبادلية يكونان
فى اتجـــاه مـــوازى معاكس $S_j \uparrow \downarrow S_i$ وهذه تناظر تكوين رابطة
كيميائيـــة بيـــن الذرتين وتكوين جزى. وكما سنتبين فيما يلى يعد هذا
شـــرطاً أساســـياً للحديدو مغناطيسية المضادة فعندما تكون إشارة طاقة
التـــبادل موجـــبة $(J > o)$ فـــإن طاقـــة التبادل A ستكون سالبة
وستكون طاقة النظام ككل أقل عن طاقة الذرات المستقلة إذا كانت S_J
Si , المشار كما فى الطاقة التبادلية متوازيين $S_i \downarrow\downarrow S_j$ لذلك فإن
الـــتوجيه المتوازى لمغازل الذرات المتجاورة يمكن أن يكون ميزه من
وجهـــة نظـــر الطاقـــة إذا كـــانت طاقة التبادل سالبة وهذا هو الشرط
الضـــرورى للحديدو مغناطيسية نظراً لأن الترتيب المتوازى للمغازل
وبالـــتالى لعـــزوم المغازل المغناطيسية يظهر فى مغنطة تلقائية وهذه
إحدى خواص الحديد ومغناطيسية [إرجع للشكل (١٥)]

يوضـــح الشكل (١٦) علاقة طاقة التبادل J على النسبة بين
ثابت الشبيكة a والقطر d لغلاف 3d لذرات الفلزات الانتقالية
لمجموعـــة الحديد ويتضح من الشكل (١٦) أنه عند a/d أكبر من
1.5 تكـــون طاقة التبادل موجبة وعند a/d أصغر من 1.5 تصبح



الشكل (١٦)

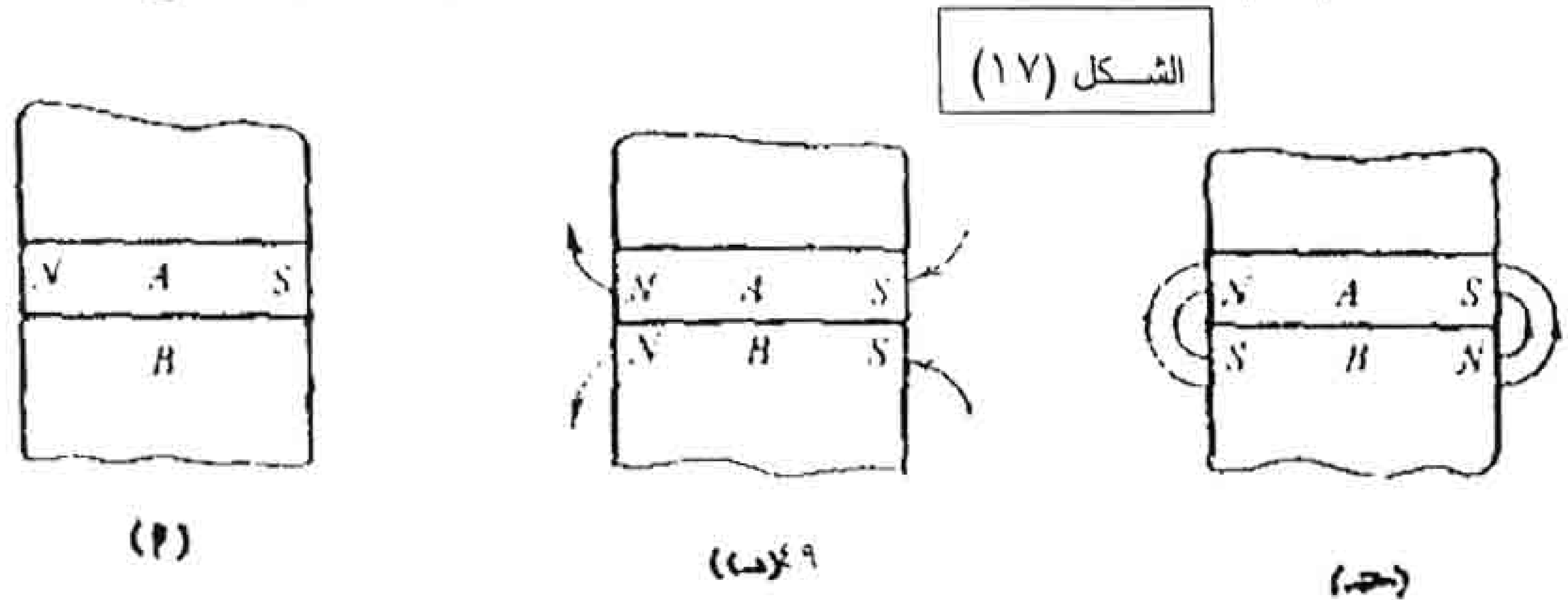
ســالبة ، تــزداد قيمتها المطلقة مع النقص فى a/d وعندئذ نتبين أن جميــع الفــلزات الانــتقالية فقط الحديد والكوبلت والنيكل مواد حديدو مغناطيســية بيــنما يكون المنجنيز وغيره من عناصر المجموعة التى تــتميز بأن a /d لها أصغر من 1.5 حديدو مغناطيسية. ولو تمكنا مــن زيــادة النسبة a /d للمنجنيز حتى تقترب من 1.5 بزيادة ثابت الشــبيكة له نــتوقع أن يصبح المنجنيز مادة حديدو مغناطيسي. وتدعم الــتجارب وجهة النظر هذه ، فعلى سبيل المثال : عندما تتضمن شبيكة المنجــنيز كميــات صغيرة من النيتروجين يزداد ثابت الشبكة يصاحب هذا ظهور الحديد ومغناطيسية وتظهر الخصائص الحديدو المغناطيسية فى ســبائك Mn , Cu , Al (ســبائك هويســلر) Heusler alloys وفى المركــبات MnSb , MnBi والــتى تكــون فيها المســافات بين ذرات المنجنيز أكبر من نظيرتها فى بللورات المنجنيز الــنقية. لذلــك فــإن الظروف الضرورية الملائمة للحديدو مغناطيسية تتمــثل فى وجــود الأغــلفة الذريــة الداخلية غير المتكاملة والإشارة الموجبة لطاقة التبادل التى ينشأ عنها التوجيه المتوازى للمغازل .

٣ - التركيب النطاقى للمواد الحديد ومغناطيسية

Domain structure of ferramagnetic substonces

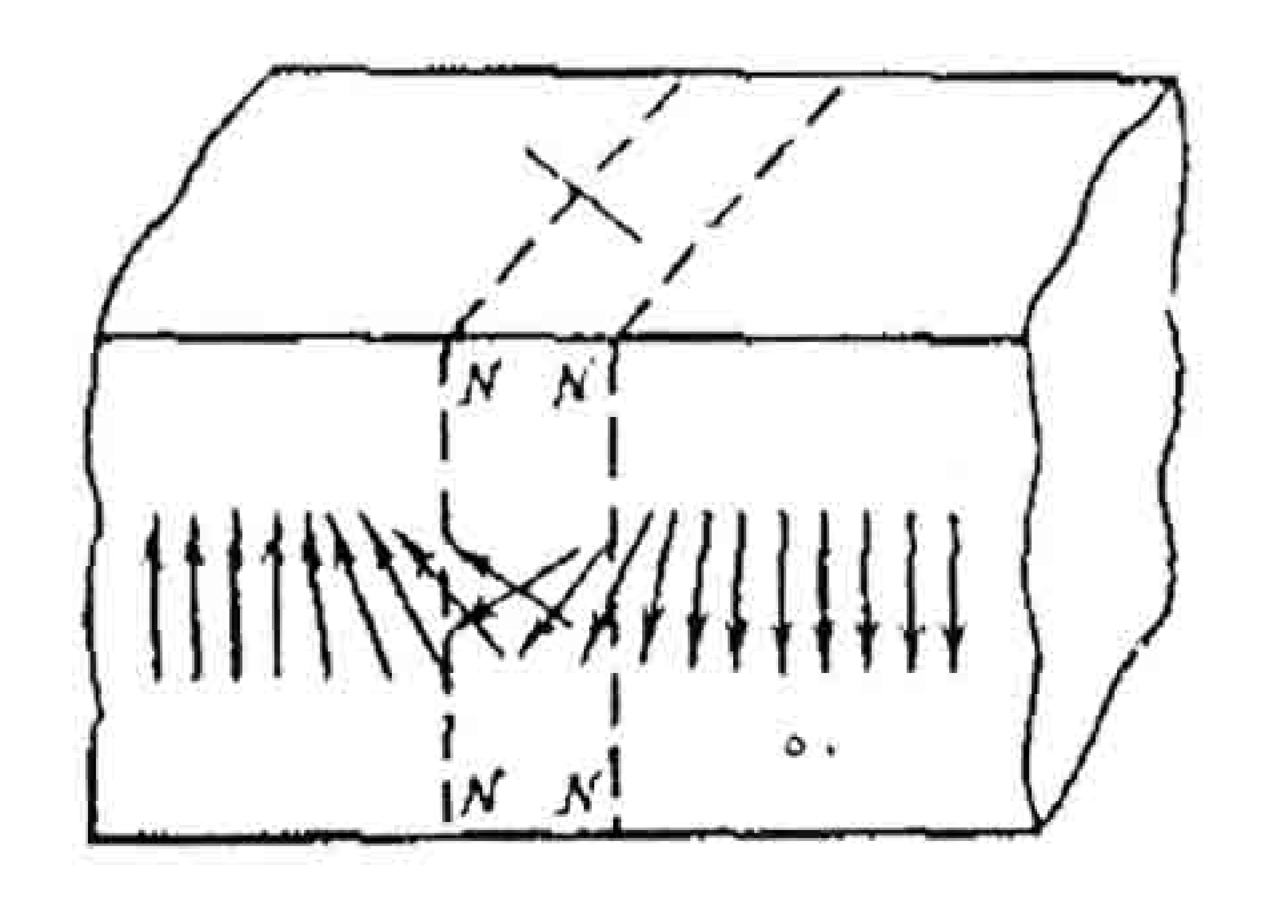
إذا عزلنا منطقة A داخل بللورة حديد ومغناطيسية الشــكل (١٧أ) وافترضــنا أن قوة تبادلية تظهر توجيها متوازياً للمغازل لجميع

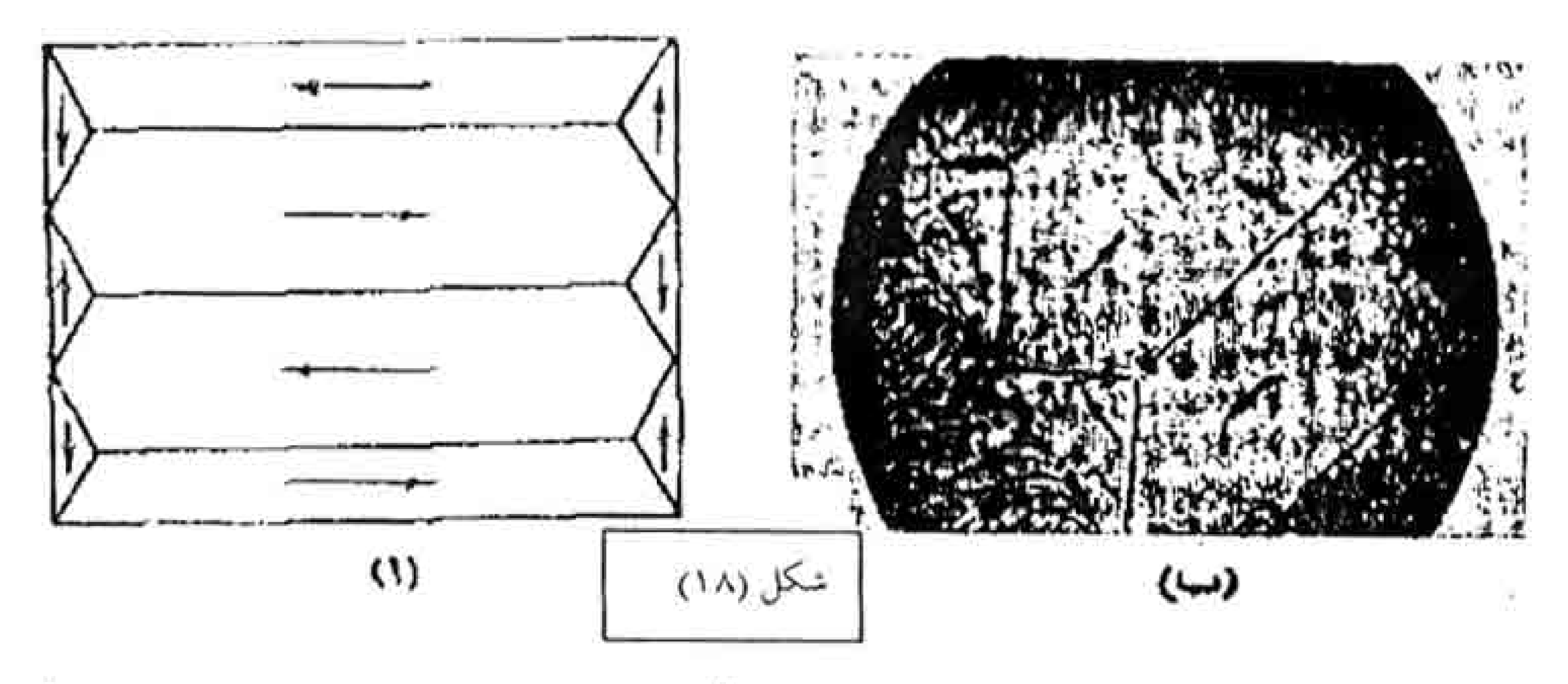
الشــكل (١٧)



إلكـــترونات الأغـــلفة الذريـــة الغير مكتملة كما فى الشكل (١٥) يمكن مغـــنطة المـــنطقة A إلى درجـــة التشبع. وإذا افترضنا المغازل فى المنطقة B التى تقع تحت المنطقة A يكون لها نفس الاتجاه كما فى A عندئذ يوجد مغناطيسا بأقطاب مغناطيسية متماثلة ومتقابلة الشـــكل (١٧ب) مـــثل هذه الحالة تكون غير مستقرة نظراً لأنها تتميز بأقصى طاقـــة للـــتفاعل المغناطيسى. فالحالة المستقرة هى تلك التى تكون فيها المجالات المغناطيسية فى المتلامسة متصلة مع بعضها أى حالة تكون فيهـــا مغـــنطة المناطق المتجاورة فى البللورة متضادة الشكل (١٧ج) وتوضـــح الحســـابات أنه متى ظل اتساع المنطقة A لا يتجاوز عدة مســـافات بيـــن ذرية يكون العامل السائد هو العامل الأول الذى يتمثل تأثيـــره فى مغنطة طبقات المنطقة B المجاورة للطبقة A فى نفس الاتجـــاه. كما فى المنطقة A ، ومع زيادة اتساع A تنمو حتى يصبح هـــو العـــامل السائد اتساع المنطقة A أهمية العامل الثانى (زيادة طاقـــة الـــتفاعل المغـــناطيس) يصل إلى قيمة حرجه وعندها تتمغنط المـــنطقة المجاورة B فى الاتجاه المعاكس ويتوقف الاتساع الحرج لمـــنطقة المغـــنطة التلقائية على عدة عوامل لكنها عادة لا يتجاوز عدة ميكرومترات .

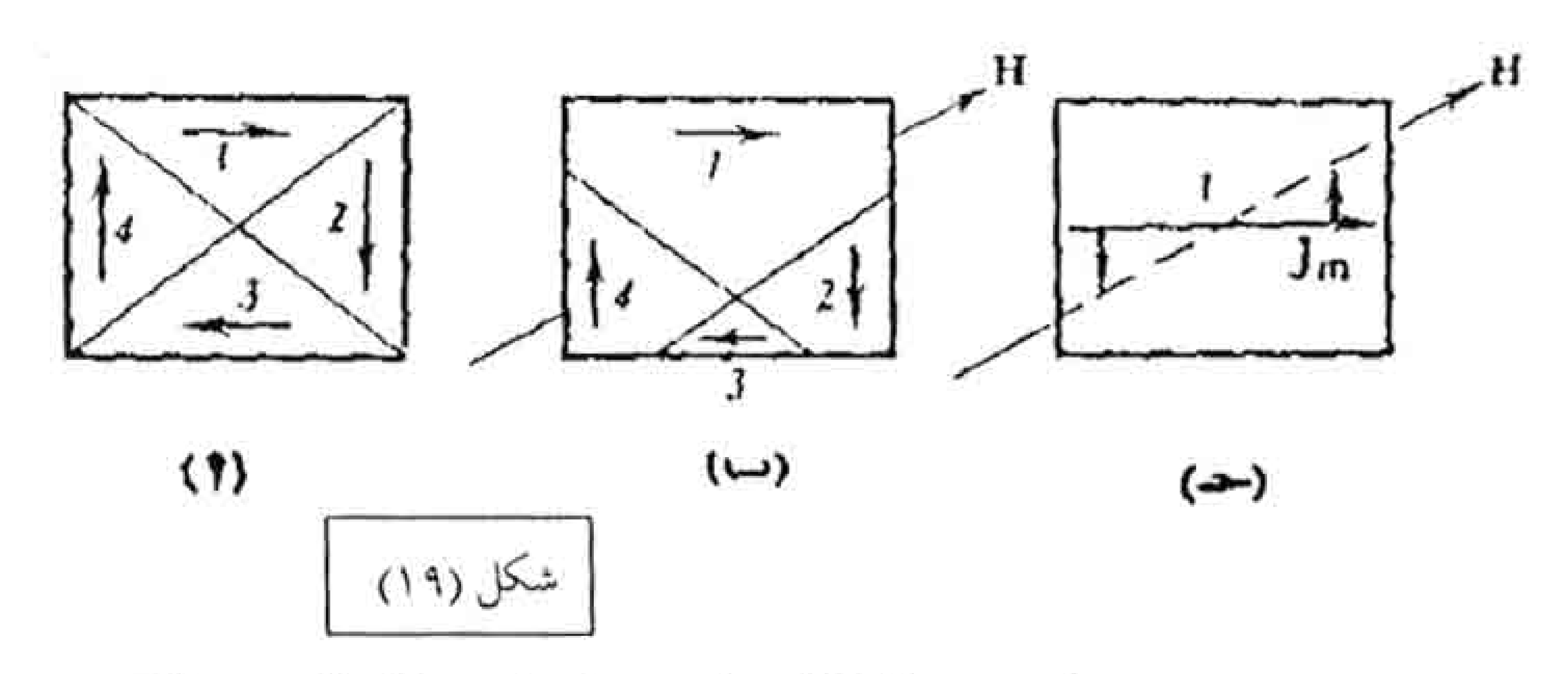
لهذا فإنه فى حالة عدم وجود مجال خارجى سيتكون عدد كبير





شكل (١٨)

من مناطق منفصلة صغيرة جداً فى بللورة حديدو مغناطيسية يمكن أن تتمغــنط حتى التشبع هذه المناطق اتخذت اسم مناطق المغنطة التلقائية أو الأنطقــة domains وتفصل الأنطقة عن بعضها طبقات يتغير فيهــا توجيه المغازل من نطاق لأخر ، الشكل (١٨) مثل هذه المناطق الانــتقالية بين الأنطقة تسمى حوائط بلوخ Bloch Walls سمكها فى الحديد = 1000 انجستروم ويوضح الشكل (١٩) مجموعة أنطقة لمــادة حديــدو مغناطيسية تم التنبؤ بها نظرياً (الشكل a) كما يتضمن



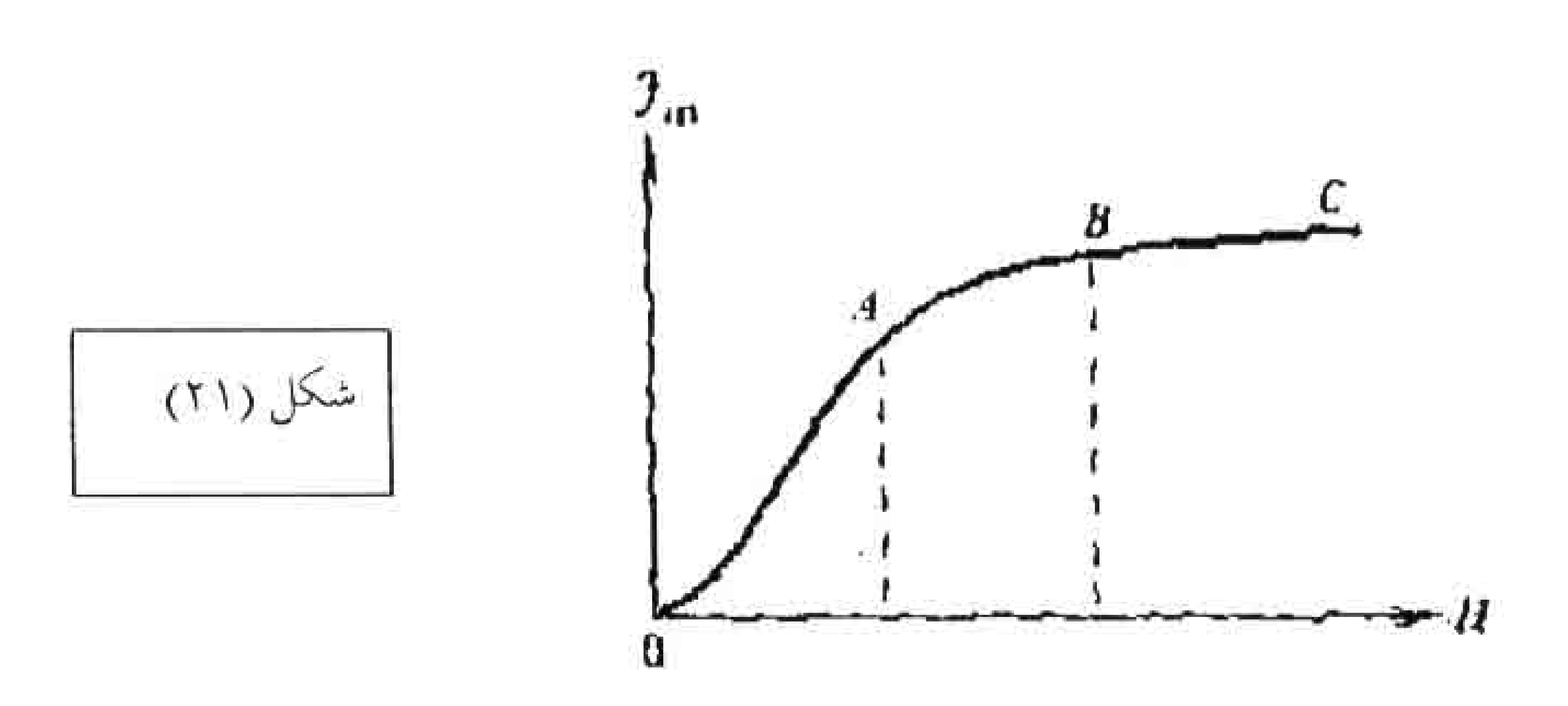
شكل (١٩)

صــورة فوتوغــرافية لــتركيب نطــاق لحافة بللورة سيليكون حديدو مغناطيسية الشكل (b) وتوضح الأسهم اتجاهات الأنطقة المتجاورة.

(٤) تحليل منحنى شدة التمغنط :

تحدث المغنطة التلقائية فى اتجاهات المغنطة السهلة وفى حالة عــدم وجــود مجال خارجى فإن التوجيه المتبادل للأنطقة يكون بحيث ينعدم العزم المغناطيسى الكلى للمادة الحديد ومغناطيسية (الشكل ٢١أ) نظــراً لأنـــه يناظر النهاية الصغرى للطاقة الحرة للنظام وعندما يؤثر مجــال خارجى H تتمغنط المادة الحديدو مغناطيسية ويصبح لعزمها المغناطيســى قيمـــة وطبيعة الظاهرة الفيزيائية التى تحدث أثناء تمغنط المادة الحديد ومغناطيسية يمكن تقيسمها إلى ثلاث :

(أ) إزاحة حدود المناطق :



شكل (٢١)

ضــع بلــلورة كمــا الموضـــحة فى الشكل (٢١ أ) فى مجال مغناطيســى H اتجاهــات مــتجه شدة التمغط J_m للمناطق المختلفة بالنســبة إلى H لا تكــون متماثلة: J_m للنطاق الأول يصنع زاوية صــغيرة مــع H بيــنما تكون الزاوية أكبر فى حالة النطاق الثالث وعــندما يــزداد H تصبح ميزة من وجهة نظر الطاقة حيث ينمو

الـــتوجيه المفضـــل للنطاق (1) على حساب المناطق (2)(3) (4) الشـــكل (٢١ ب) وتكون آلية هذا النمو ممثلة فى إزاحة حدود الأنطقة ولهذا السبب فإن المرحلة الأولى للمغنطة تسمى عملية الإزاحة تستمر إزاحـــة الحـــدود حتى ينتشر النطاق الأول خلال كل البللورة ويوضح الشـــكل (٢١) منحـــنى شـــدة التمغنط لبللورة أحادية الجزء OA من المنحنى يمثل عملية الإزاحة، وفى مجال مغناطيسى تتغير شدة التمغنط تدريجيـــاً وتكـــون قابلة للعكس فى المجالات القوية تتميز شدة التمغنط بالـــتغيرات المفاجـــئة وهى عملية قابلة للعكس تؤدى إلى ظاهر بارك هوزن Park Hausen .

ب) الدوران

عـــندما يـــزداد H أكثر من ذلك تبدأ شدة التمغنط التلقائية JM فى الـــدوران نحـــو المجال الشغل (٢٠ج) وتتغير شدة التمغنط الآن بمعـــدل أصغر عما كانت عليه فى المنطقة الأولى وتنتهى عندما ينطـــبق JM مع المجال فى هذه المرحلة تصل شدة التمغنط إلى حد التشبع التقنى الشكل (٢١ القطاع AB)

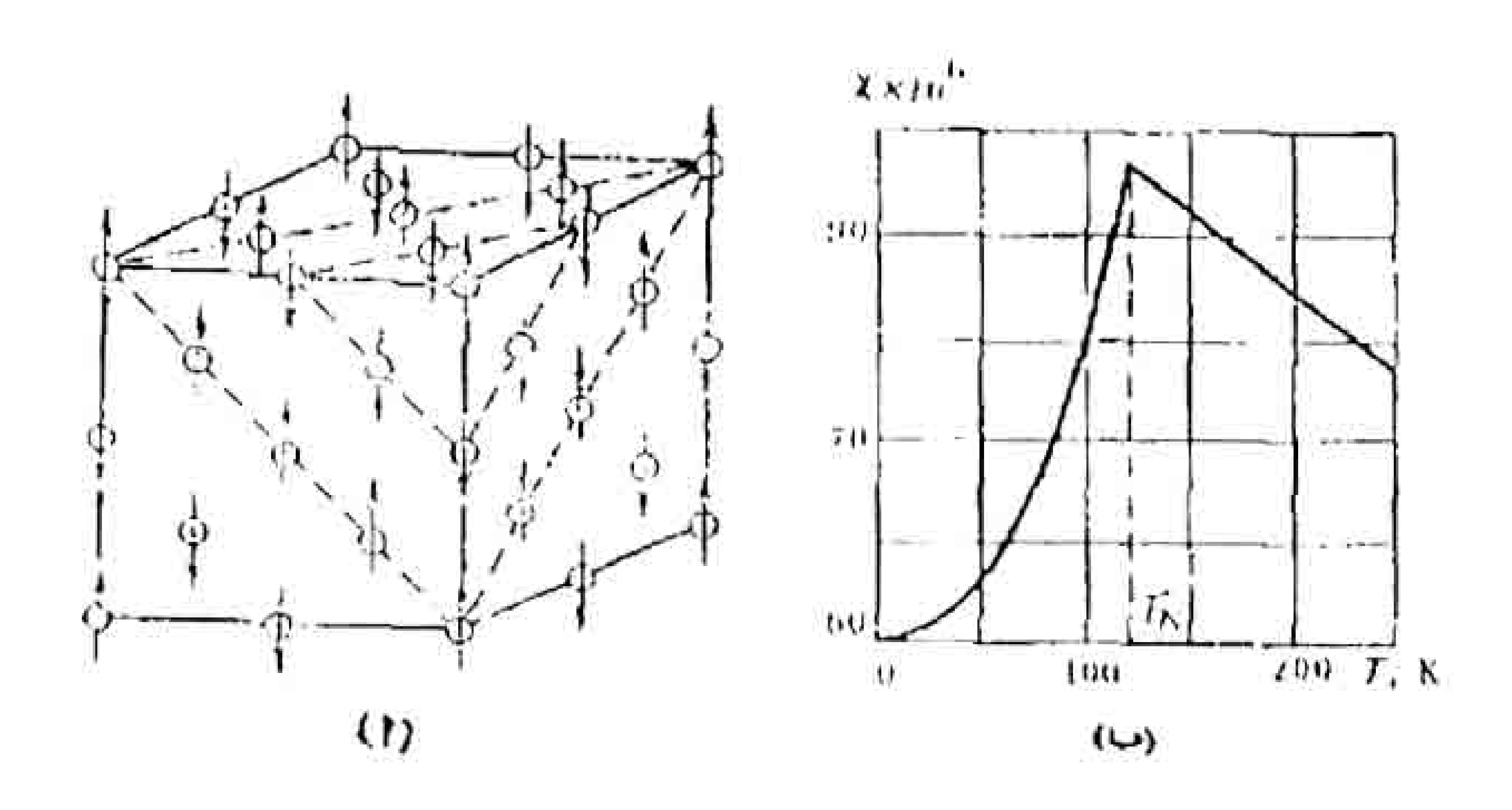
(ج) عملية التوازى Para process

بعـــد الوصول إلى حالة التشبع التقنى فإن شدة التمغنط تستمر فى الـــنمو مع زيادة H ولكن بمعدل صغير جداً يفسر هذا بأنه عند أى درجـــة حـــرارة خـــلاف الصفر المطلق لا يتم توجيه كل المغازل مـــناطق المغـــنطة التلقائية بحيث توازى بعضها بعضاً فسبب الحركة

الحـــرارية لـــلذرات يكون توجيه بعض المغازل فى اتجاهات متوازية متضـــادة ويؤثر المجال المغناطيسى القوى على توجيهات هذه المغازل وإعادة توجيه المغازل المناظرة لعملية التوازى يمثلها القطاع BC

(١-٧) الحديد ومغناطيسية المضادة :

تبينا فى الفقرة السابقة أنه عندما تكون طاقة التفاضل سالبة فإن التوجيه المفضل للمغازل فى مواقع الشبيكة المجاورة هى حالة التوازى المضاد وفى هذه الحالة يمكن أن يصبح ترتيب المغازل ترتيباً منتظماً لكنه لا يوجد مغنطة تلقائية لأن عزوم المغازل المواقع الشبيكة لمجاورة تكون فى حالة توازى مضاد ويعادل بعضها البعض ويوضح التركيب المغناطيس لا يمكن المنجنيز MnO الذى تم تعيينه



شكل (٢٢)

بالاستعانة بالطيف النيوتروني (الذرات الموضح فى الشكل هى فقط ذرات المنجنيز النشطة مغناطيسياً) ويمكن النظر إلى التركيب كتركيب مركب يتكون من تحت شبيكتين ممغنطتين فى اتجاهين متعاكستين ويمكن أن يوجد مثل هذا التركيب فقط تحت درجة حرارة معينه تسمى نقطة كيورى للحديد مغناطيسية المضادة أو نيل neel وعند الصفر

المطلق تتعادل العزوم المغناطيسية لتحت السبائك وينعدم العزم المغناطيسى الكلى فى المادة الحديدو مغناطيسية المضادة وبارتفاع درجة الحرارة يحدث اضطراب فى ترتيب المغازل المتضادة التوازى وتزداد مغنطة الحديدو مغناطيسية المضادة حيث تصل لنهاية عظمى عند نقطة نيل التى ينعدم عندها الترتيب المرتب للمغازل وتتحول الحديد ومغناطيسية إلى بارا مغناطيسية وباستمرار فى رفع درجة الحرارة تقل شدة التمغنط بنفس الطرق كما فى حالة البارامغناطيسية.

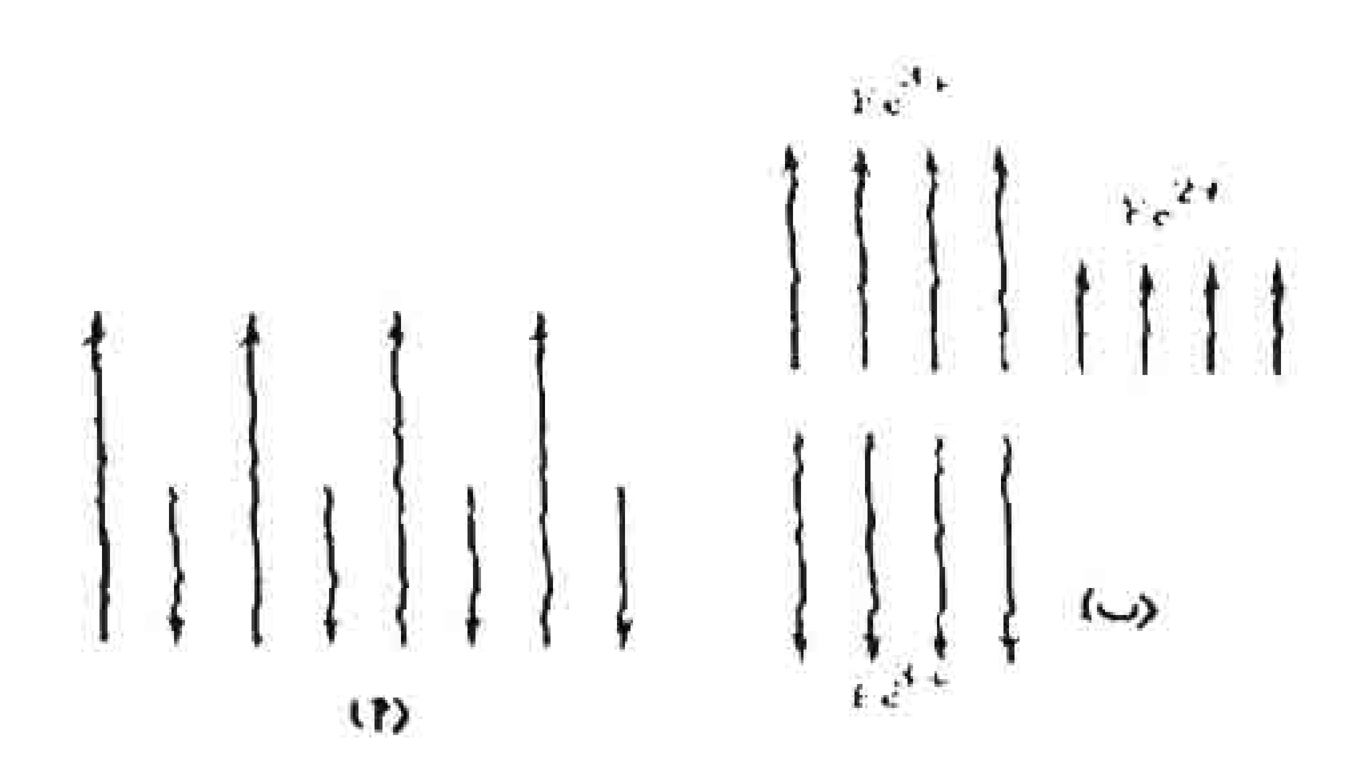
ويوضح الشكل (٢٢ب) درجة الحرارة وقابلية التمغنط لأكسيد النيتريك (نقط نيل له)

$H = 4 \times 15^4$ A/m له H فى مجال $T_N = 120K$

(١-٨) المواد الفرومغناطيسية (الغريت)

Ferromagnetic materials (Ferrit)

تكـون العـزوم المغناطيسـية لتحت الشبائك فى المواد الحديدو مغناطيسـية المضـادة .متساوية فى المقدار ومضادة فى الاتجاه ونتيجة لذلـك فإنهـا تـتعادل كـلية بعضها مع بعض. ومع ذلك توجد بعض الحـالات الـتى سيكون مقدار العزوم المغناطيسية لتخت الشبائك غير متسـاوية تـبعاً عـلى سـبيل المـثال بالفـرق فى عدد أو طبيعة الذرات المكونـة تحـت الشـبيكة الشـكل (٢٣ أ) يـؤدى هذا إلى ظهور فرق محـدد فـى العـزوم المغناطيسـية لـتحت الشبائكالذى يؤدى بدوره إلى شـدة تمغـنط تـلقائية مناسـبة للبلـلورة مـثل هـذه المـواد الحديـدو مغناطيسـية المضـادة الـتى تـتكافؤ فيها العزوم المغناطيسية فى تحت الشبائك تسمى المواد الفيرو مغناطيسية أو الفريت .



شكل (٢٣)

والســلوك الخارجى للمادة الفرومغناطيسية يشبه سلوك المواد الحديدومغناطيســية لكن بسبب الاختلاف فى تركيب الداخلى يمكن أن تختــلف علاقة درجة الحرارة الشدات التمغنط التلقائية لها. على سبيل المــثال ليــس مــن الضـــرورى أن تتناقص شدة التمغنط المادة الفرو مغناطيســية تناقصاً رتيباً مع الارتفاع فى درجة الحرارة إذا أنها يمكن أن تمر بالصفر حتى قبل الوصول إلى نقطة نيل للمادة الفرومغناطيسية FeO , Fe_2O_3 يمكــن أن تعمــل كمــثال للمواد الفرومغناطيسية فأيونات الأكسجين السالبة تكون شبيكة مكعبة متمركزة الوجه يوجد بها أيون واحد ثنائى التكافؤ $FezO_3$ أيونـــين ثلاثيتين F_e +++ لكل جــزئ FeO , Fe_2O_3. أيونات الحديد ثنائية التكافؤ يمكن إحلالها بأيونــات ثــنائية التكافؤ لفلزات أخرى كالمنجنيز والنيكل والكوبلت و .... إلى أخــره وتعــرف المعادلات العامة لهذه المواد المعروفة باسم تفترض الشكل $Fe_2O_3 - MEO$ حيث Me تقوم مقام الفلز ثنائى الــتكافؤ. أحــد تحت الشبائك لشبيكه الفريت المركبة يتكون من نصف واحــد لأيونــات الحديد ثلاثية التكافؤ وتحت الشبيكة الثانى يتكون من النصــف الآخر لأيون الحديد الثلاثى وأيونات الحديد ثنائي التكافؤ. أو الفلز الذى حل محله وتكون العزوم المغناطيسية لتحت الشبائك متوازية توازيــاً متضــاداً لهما تتعادل كلية العزوم المغناطيسية لأيونات الحديد الــثلاثية وتــرجع شدة التمغنط إلى العزوم المغناطيسية لأيونات الفلز ثــنائية الــتكافؤ (٢٣ ب) لعــل إحدى الخواص الملحوظة لمركبات

الفــريت هى توافــق (نفاذيــة مغناطيسية عالية ، قوة قهرية صغيرة ،مغناطيســية تشــبع عالية ، ....) مع تميزها بأن لها مقاومة نوعية كهربية عالية 10^3 أوم .م وقد أدت هذه الخاصية لمركبات الفريت إلى تطويــر الــترددات العاليــة والعالية جداً فى مجال الإلكترونيات ومن المعــروف جيــداً أن المــواد الحديدو مغناطيسية التى تكون مقاومتها الــنوعية صغيرة (= 10^{-3} أوم .م) لا يمكن استخدامها لمثل هذه الترددات بسبب الفقد الناتج عن التيارات الردافية العالية جداً .

وهذا هو السبب الذى يجعل مركبات الفريت تمثل موقعاً مزيداً فى هــذا المجــال . وفى الفترة الأخيرة أمكن تحضير مركبات فريت ذات قــوة قهــرية كــبيرة وهذه تستخدم فى بناء المغناطيسيات الدائمة يمكنها منافسة المغناطيسيات الكهربية .

وتســتخدم مركــبات الفريت ذات المنحنى الانشوطى للتخلف المغناطيســى التى يتخذ شكل مستطيل فى عناصر التخزين الرقمى فى الحاسبات الإلكترونية .

أســئلة

١- أ- عرف كلا من شدة التمغنط – قابلية التمغنط .

ب- اكـتب العلاقـات المعبرة عن كل منهما والوحدات التى تستخدم لتقديم كلاً منهما .

٢- قـارن بيـن المـواد الدايـا مغناطيسية والمواد البارا مغناطيسية والمـواد الحديدو مغناطيسية من حيث قابلية التمغنط وسلوك هذه المـواد إذا وضـعت فى مجال مغناطيسى وتأثير درجة الحرارة عليها.

٣- ارســم العلاقة البيانية بين H, J_m فى حالة كل من المواد الدايا مغناطيســية إذا وضـعت فى مجالات ضعيفة مع تفسير كل من العلاقتين .

٤- ارســم العلاقة البيانية بين الحث المغناطيسى وشدة المجال المؤثر ثم العلاقة البيانية بين شدة التمغنط وشدة المجال المؤثر ثم علاقة قابلية التمغنط وشدة المجال المؤثر .

٥- ما المقصود بتأثير بارك هوزن مع توضيح إجابتك بالرسم ؟

٦- ارســم المنحــنى الانشوطى للتخلف المغناطيسى مع التعليق على الرسم

٧- اذكر قانون كيورى – فيس وناقش من خلاله العوامل التى يتوقف عليها قابلية التمغنط

٨- ما المقصود بمصطلح بالتخصر الحرارى ؟

٩- مـــا المقصـــود بالعـــزم المغناطيسى المدارى لذرة وما المقصود بالنسبة الجيرومغناطيسية واكتب العلاقات المعبرة عن كلاً منها؟

١٠-مـــا المقصـــود بالعـــزم المغناطيســـى المغـــزلى وما هو العزم المغناطيســـى الكلى لذرة معامل لاندى واكتب العلاقة المعبرة عن كل منهما ؟

١١-كيـــف يمكنك تصنيف المواد المغناطيسية على أساس الخصائص المغناطيسى للذرات .

١٢- اكتب نبذة عن منشأ الدايا مغناطيسية

١٣- اشـــرح الـــنظرية الكلاســـيكية التى اقترح لا نجفن للمواد البارا مغناطيسية

١٤- اشرح الخاصية المغناطيسية للغاز الإلكترونى

١٥- اشرح تجربة اينشتين ودى هاس لمعرفة منشأ الحديد ومغناطيسية

١٦ - قـــارن بين كلا من المواد الحديد ومغناطيسية المضادة ومركبات الفيرايت

الباب الثاني

ظواهر التلامس

الباب الثـــانى

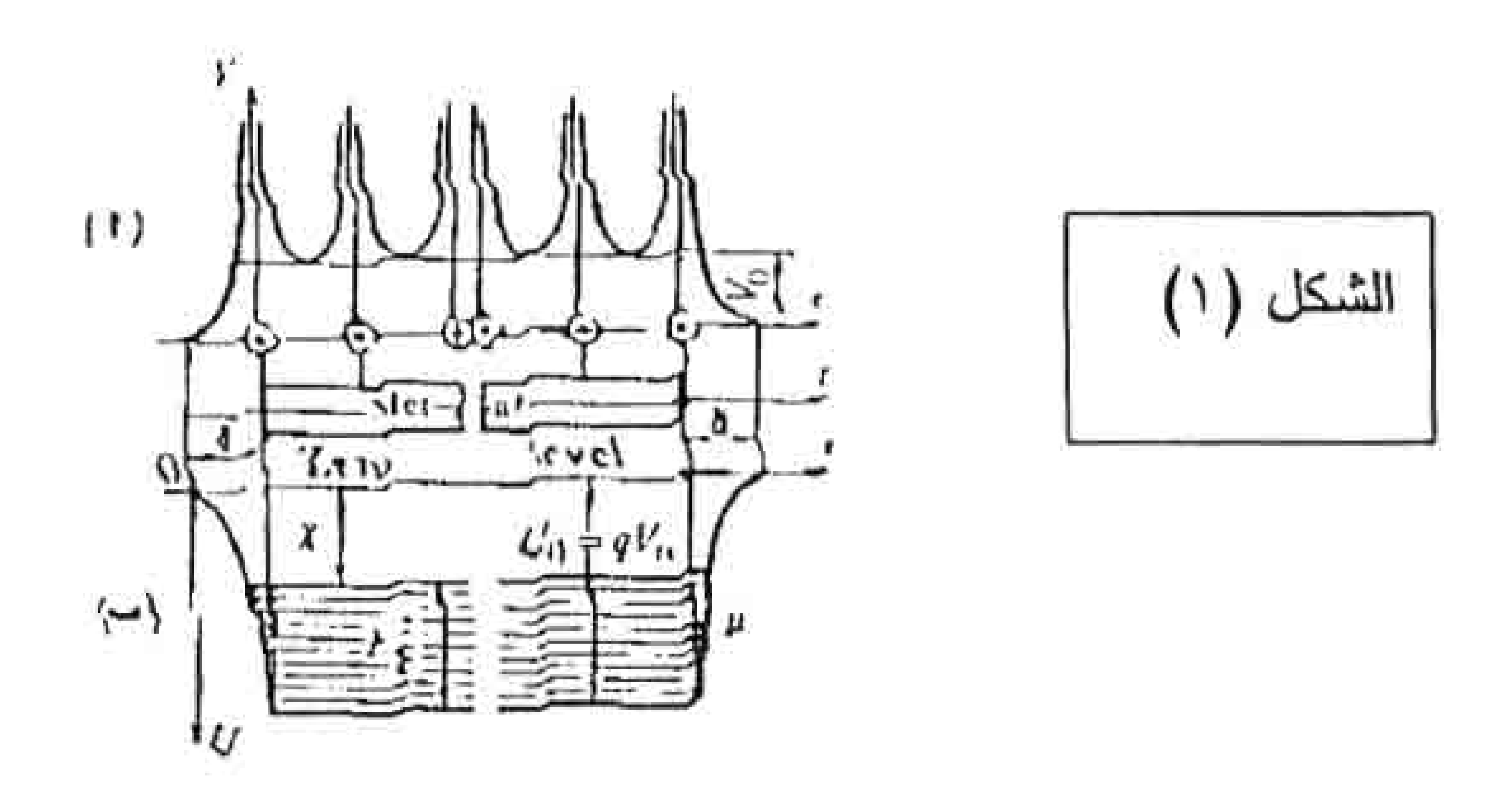
ظواهر التـــلامس

Contact Phenomena

(٢-١) دالة الشـــــغل :

(١) مفهوم دالة الشغل :

تـــبدو الأيونـــات الموجبة المكونة للشبيكة الفلزية على



الشكل (١)

هيـــئة مجـــال كهربى جهده موجب ويتغير على طول خط مستقيم يمر بمواضـــع الشـــبيكة الشكل (١أ) وكتقريب أولى يمكن إهمال هذا التغير كمـــا يمكن إعتبار الجهد ثابتاً ويساوى V_0 عند كل نقطة فى الفلز . ويكون للالكترون الحر طاقة جهد سالب $U_0 = - e V_0$ فى هذا المجال (e هى شحنة الالكترون)

الباب الثـــانى

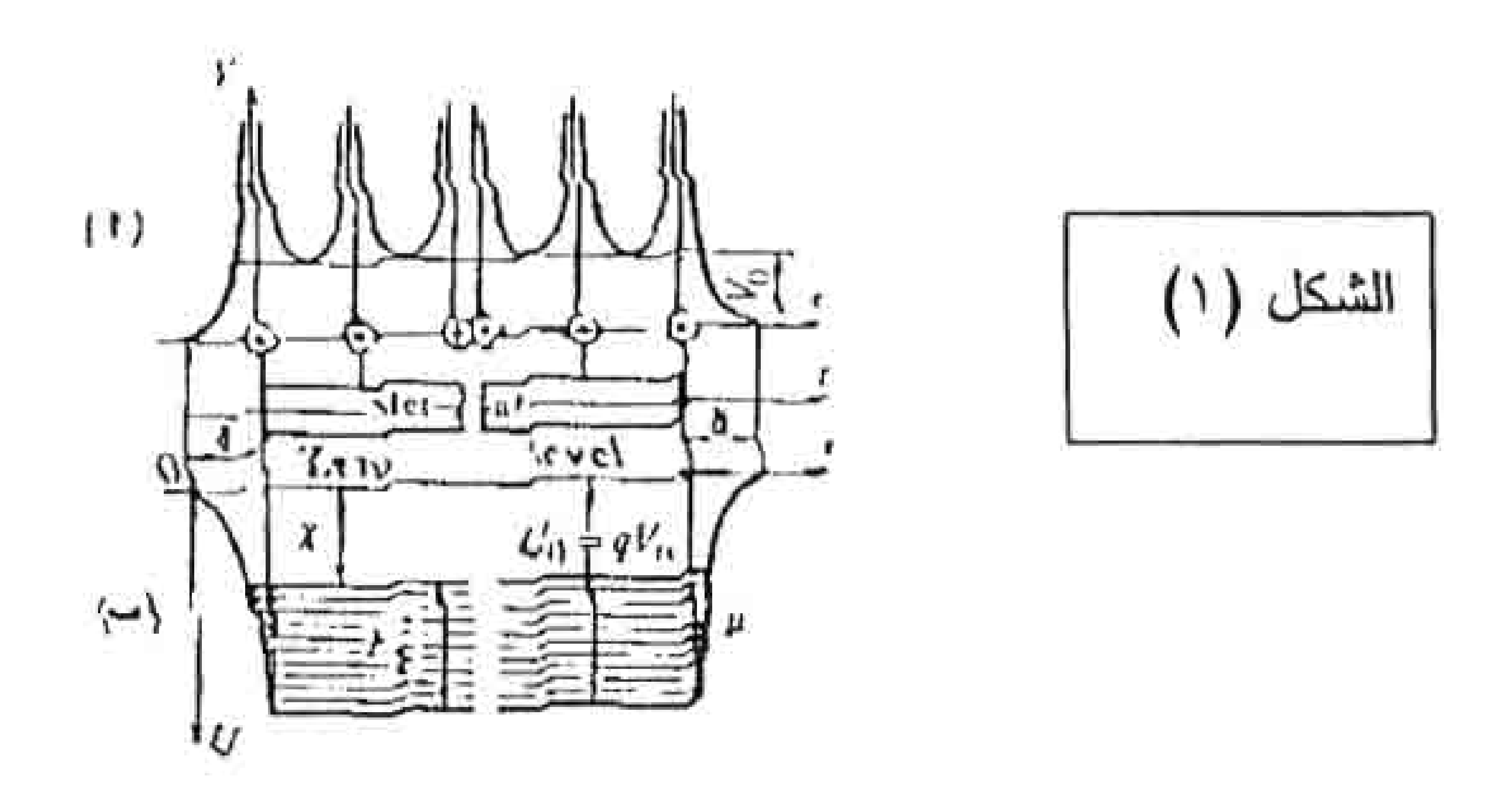
ظواهر التـــلامس

Contact Phenomena

(٢-١) دالة الشـــــغل :

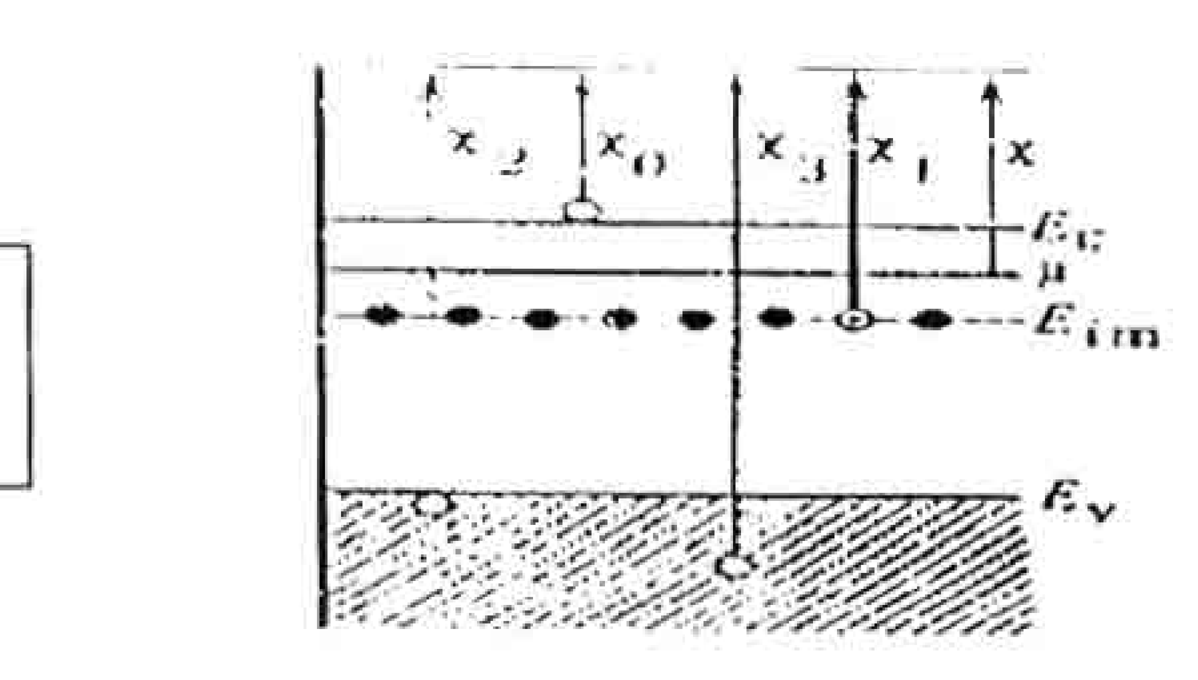
(١) مفهوم دالة الشغل :

تـــبدو الأيونـــات الموجبة المكونة للشبيكة الفلزية على



الشكل (١)

هيـــئة مجـــال كهربى جهده موجب ويتغير على طول خط مستقيم يمر بمواضـــع الشـــبيكة الشكل (١أ) وكتقريب أولى يمكن إهمال هذا التغير كمـــا يمكن إعتبار الجهد ثابتاً ويساوى V_0 عند كل نقطة فى الفلز . ويكون للالكترون الحر طاقة جهد سالب $U_0 = - e\ V_0$ فى هذا المجال (e هى شحنة الالكترون)



الشكل (٢)

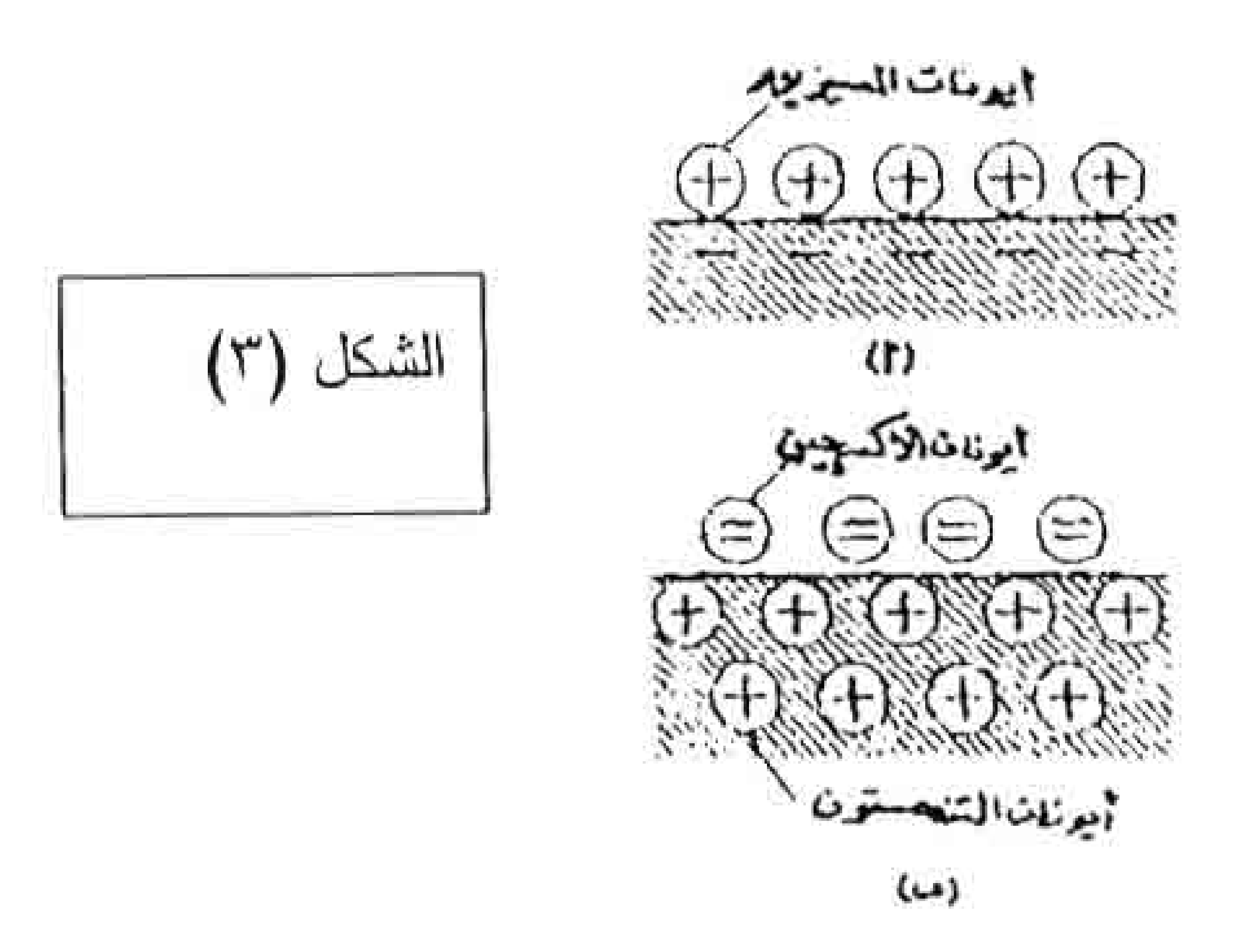
وتكــون مشــكلة تقديــر دالـــة الشــغل للالكترون فى أشباه الموصـــلات أكثر تعقيداً . فكما يتضح من الشكل (٢) فإن الالكترونات الـــتى تـــترك شـــبه الموصل من مناسيب نطاق التوصيل على حساب الشـــغل Ψ_2 ، Ψ_0ومـــن مناســـيب الشوائب على حساب الشغل Ψ_1 . ويكون أقل شغل Ψ_0 هو ذلك الشغل المطلوب لتحرير الالكترونات من نطـــاق التوصـــيل . ومـــع ذلـــك فإن إنبعاث الكترونات التوصيل فقط ســـيبطل حالـــة الإتـــزان فى الغاز الالكترونى التى تثبت من جديد أى الالكـــترونات يمكنها أن تعبر إلى نطاق التوصيل من مناسيب الشوائب ومـــن نطـــاق التكافؤ . تتطلب مثل هذه الانتقالات شغلاً مبذولاً وفى ظروف أدياباتية (ثابتة الحرارة) يبذل هذا الشغل على حساب الطاقة الداخـــلية للبلورة أى عندما تكون حالة الاتزان الحرارى محفوظة لابد من تبريد البللورة .

وإذا كـــانت الالكـــترونات التى تترك شبه الموصل من نطاق الـــتكافؤ إلى الاحـــتفاظ بحالة الإتزان فإن بعض الالكترونات لابد أن تعـــود إلى نطـــاق الـــتكافؤ من نطاق التوصيل ، ينتج عن هذا تحرير الطاقـــة وتســـخين البـــلورة . ويتم الإحتفاظ بحالة الإتزان والإحتفاظ بدرجـــة الحـــرارة ثابتة فقط إذا تركت الالكترونات شبه الموصل من مناســـيب الطاقـــة الـــتى تقع أدنى أو أعلى من منسوب فيرمى بأعداد

مناسـبة وتوضح النظرية أنه للإحتفاظ بحالة الإتزان لابد أن يتساوى متوسـط طاقـة الإلكـترونات التى تترك شبه الموصل طاقة منسوب فيـرمى وهذه ، هى دالة الشغل بالرغم من أن منسوب فيرمى نفسه لا توجـد بـه إلكترونات . وتقاس دالة الشغل بالإلكترون فولت . وتكون **نسـبة دالة الشغل ودالة الشغل المقاسة بالإلكترون فولت** مساوية عددياً فرق الجهد المكافىء لها

(٢) <u>تأثير الطبقات الممتصة على دالة الشغل .</u>

الطبقات الجلوئية الممتزة بواسطة سطح الجامد غالباً ما تكون طـبقات أحادية الجزيئات تؤثر بشدة على دالة الشغل . ويوضح الشكل (٣أ) طـبقة سيزيوم أحادية الذرات على سطح التنجستون . والسيزيوم



الشكل (٣)

عنصـر قـلوى . الكترون التكافؤ الخارجى فى ذرته المرتبط بنواتها يكـون أضـعف ارتـباطا بـنواته من إرتباط الكترونات التكافؤ بذرة

التنجســتون . لهــذا بعــطى السيزيوم فى عملية الإمتزاز الكترونات الــتكافؤ له إلى التنجســتون ويــتحول إلى أيونات موجبة الشحنة تولد شحنة سالبة مساوية فى المقدار للطبقة السطحية للفلز . وعندما يغطى التنجســتون بطبقة سيزيوم أحادية الذرات فإن طبقة مزدوجة الكهربية تــتكون عــلى الســطح يكون جانبها الخارجى مشحوناً بشحنة موجبة ويســاعد فــرق الجهد فى هذه الطبقة المزدوجة إنبعاث الالكترون من التنجســتون . لذا فإن دالة شغل الالكترون كما تم تعيينها من التجربة تنخفض فى وجود طبقة السيزيوم من 4.52 الكترون فولت للتنجستون الــنقى إلى 1.36 الكــترون فولت ويحدث تأثير مماثل لطبقات أحادية الــذرات للفــلزات الأخــرى موجبة التكهرب : الباريوم – الثوريم – السيريوم ....

ويســتخدم عــلى نطاق واسع النقص فى دالة الشغل بواسطة إمــتزاز الفــلزات موجبة التكهرب فى صناعة كاتودات أنابيب التفريغ والكاتودات الضوئية ....

وثمــة تأثيــر مختلف تماماً ينتج عن إمتزاز الاكسجين لسطح الفلز مع نواته بقوة أكبر مما فى الفلزات .

لهــذا نتبين أنه بدلاً من إعطاء الكترونات أثناء عملية إمتزاز ذرة الأكسجين فإنها تكتسب الكترونين أثناء عملية إمتزاز ذرة الكسجين إذ أنها تكتسب الكترونين من الفلز وتتحول إلى أيون سالب التكهرب .

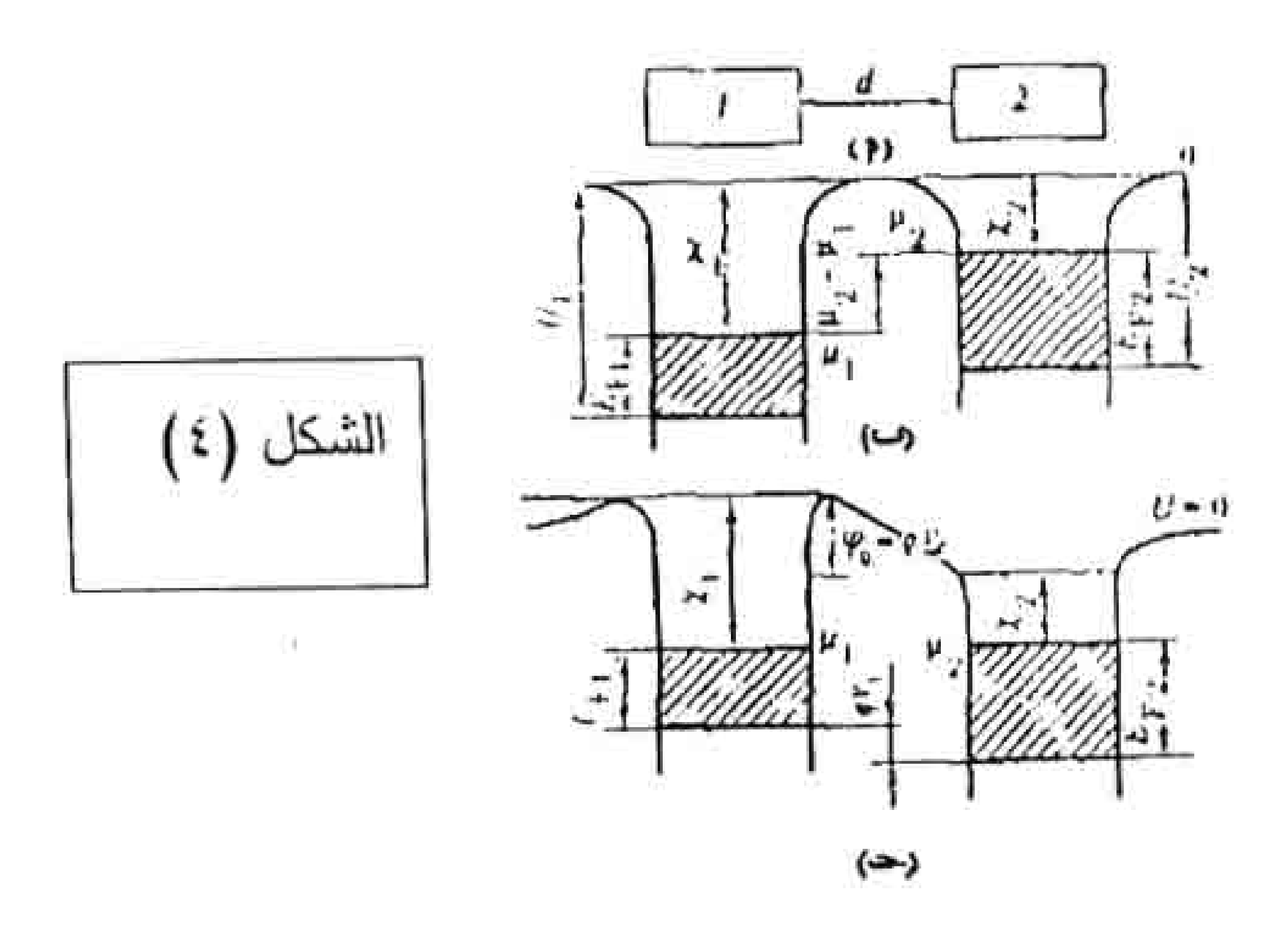
كنـــتيجة لذلـــك فـــإن السطح الخارجى للطبقة المزدوجة كهربياً يصبح سالب الشحنة ، الشكل (٣ ب)

ويعـــوق المجـــال الكهربى الناتج الإلكترونات من التحرر من الفلز وتبعاً لذلك تزداد دالة الشغل .

(٢-٢) التلامس بين فلزين :

(١) <u>الفرق فى جهد التلامس</u>

إذا أخذنـــا فى الاعتبار العملية التى تحدث عند إقتراب فـــلزين أحدهما من الآخر ، [الرسمان التخطيطيان لنطاقى الطاقة لكل مـــنهما موضـــحان فى الشـــك (٤ أ) ، (٤ب)] فإنـــنا نتبين أن الغاز الالكـــترونى فى كـــل مـــن الفلزين 1 ، 2 كل على حدة يتميز بالجهد



الشكل (٤)

الكيميائى μ_1 ، μ_2 على الترتيب وتكون دالتا الشغل الثرموديناميكية لهما

همــا Ψ_1 ، Ψ_2 وإذا سمحنا للفلزين بالإقتراب أكثر وأكثر حتى تصبح المســافة الفاصــلة بيــنهما d يحــدث خلالها تبادل الإلكترون الفعال بواســطة الإنــبعاث الثرمو أيونى أو بالإنتقال المباشر من أحد الفلزين للآخــر وفى اللحظة الأولى بعد حدوث التلامس لا يكون هناك إتزان بيــن الغــاز الالكــترونى فى الفــلزين الأول والثانى نظراً لأن الجهد الكيميائى (منسوب فيرمى) μ_2 الذى يقع فوق μ_1 يؤدى إلى إنتقال سائد للإلكترونات من الفلز الثانى إلى الفلز الأول ويصبح الفلز الأول سالب الــتكهرب والــثانى موجب التكهرب ، وظهور الشحنات يسبب إزاحة لمناســيب الطاقة للفلزين: حيث ترفع لجميع المناسيب فى الفلز السالب الــتكهرب تــرتفع بينما تنخفض المناسيب فى الفلز الموجب التكهرب وذلــك عند مقارنتها بمواضعها الأصلية فى الفلزات غير المشحونة . وهذا يمكن فهمه بسهولة كما يلى :

- لــتحريك الكترون من المنسوب الصفرى على سبيل المثال لفــلز غيــر مشحون إلى المنسوب الصفرى لفلز سالب التكهرب خلال فرق جهد V_1 لابد من بذل شغل يساوى عددياً eV_1 يتحول هذا الشغل إلى طاقــة جهــد للإلكترون لذلك ستكون طاقة الجهد لإلكترون يشغل المنســوب الصفرى للفلز السالب التكهرب أعلى بمقدار eV_1 عن طاقة الجهد للإلكترون الذى يشغل المنسوب الصفرى للفلز غير المشحون

- ينخفض المنسوب الصفرى فى الفلز الموجب التكهرب عن المنســوب الصــفرى لفلز غير مشحون لنفس السبب . وتحدث إزاحة

مماثــلة فى موضـــع مناسيب الطاقة الأخرى للفلزين بما فيها منسوب فيرمى .

- طالما يحدث الإرتفاع المستمر فى الجهد الكيميائى للفلز 1 (μ_1) والإنخفاض المستمر فى الجهد الكيميائى للفلز 2 (μ_2). الشكل (٤ج) يخــتفى الســريان السائد للإلكترونات من الفلز الأول إلى الثانى ويظهــر إتــزان ديــنامى بين الفلزين ينتج فى صورة فرق جهد ثابت مــناظر بين المناسيب الصفرية للفلزين ، الشكل (٤ج) ، يساوى

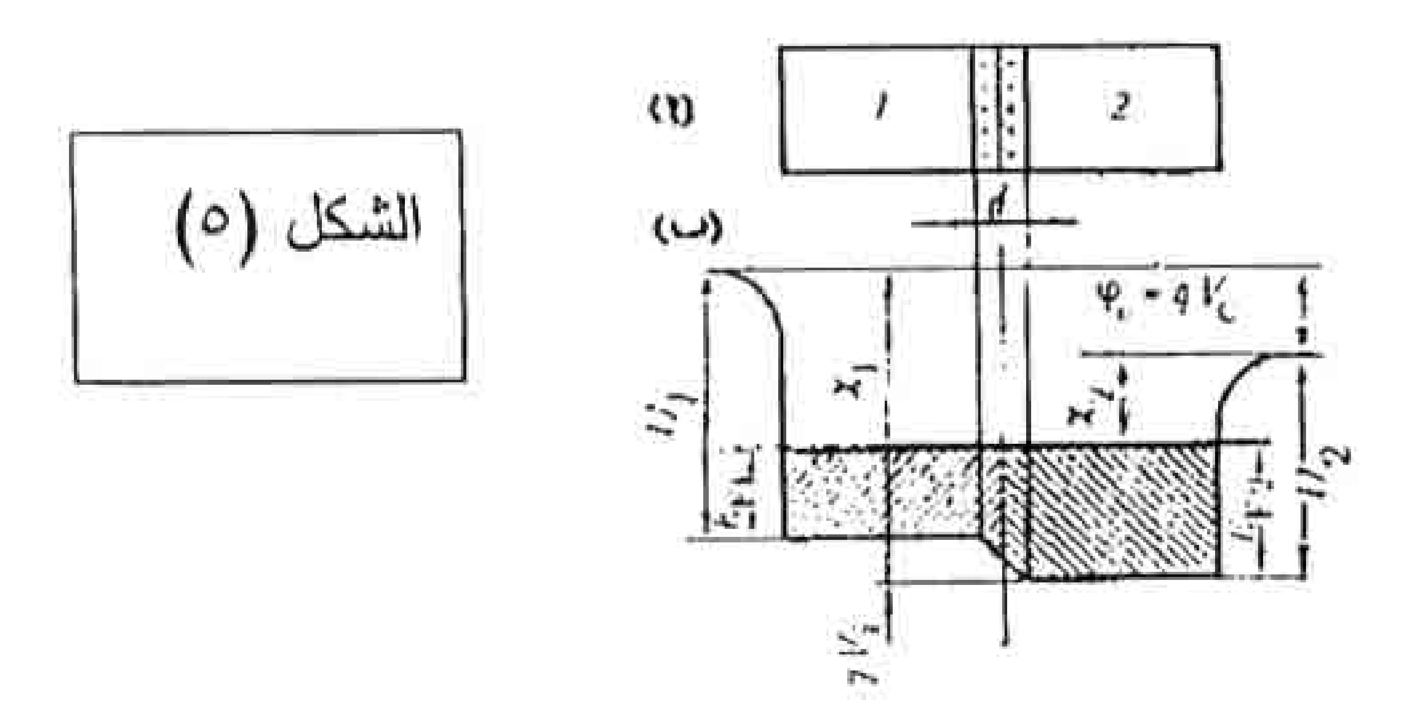
$$(١)V_c = \Psi'_1 - \Psi'_2 / e$$

- يســمى فرق الجهد هذا بإسم فرق جهد التلامس الخارجى . ويتضــح مــن المعادلة (١) أن وجوده يرجع إلى الإختلاف فى دالتى شــغل الالكترون للفلزين المتلامسين . وتتحرك الالكترونات من الفلز الــذى له دالــة شغل أصغر وتستقر فى الفلز الذى له دالة شغل أكبر وبعــد تعادل أو تكافؤ الجهود الكيميائية فإن طاقة الحركة للإلكترونات الــتى تشــغل المناسيب المجاورة لمناسيب فيرمى فى الفلزين لا تكون متســاوية فتــلك للإلكــترونات فى الفــلز E_{F1} أصــغر مــن تلك للإلكــترونات فى الفــلز 2 ($E_{F2} > E_{F1}$) . عــندما يحدث التلامس المباشــر بين الفلزين فإن عملية الإنتشار السائدة للإلكترونات من الفلز الــثانى إلى الفــلز الأول وتســتمر حتى تصل إلى ما يسمى فرق جهد التلامس الداخلى.

$$\acute{V}_1 = (E_{F2} - E_{F1}) / e \quad (٢-٢)$$

(٢) سمك الطبقة المزدوجة كهربياً عند تلامس فلزين :

يوضـــح الشكل (٥ أ) طبقة مزدوجة عند تلامس فلزين تتغير جهودها



الشكل (٥)

تغيــرات حـــادة بمقدار V_1 الشكل (٥ ب) ولإيجاد سمك هذه الطبقة ، نفــترض أنهـــا بمثابة مكثف مستوى بين لوحيه مسافة فاصلة تساوى سمك الطبقة المزدوجة له . ولتكن الشحنة على كل لوح هى Q وفرق الجهـــد بين اللوحين V_1 وتكون سعة المكثف الذى تكون مساحة لوحه ١م٢ وثابت العزل بين اللوحين سماحيته النسبية $\varepsilon = 1$ هى

$$C = \varepsilon_0 / d$$

يمكننا كتابة المعادلة على الشكل

وبالتالى :

$$\frac{Q}{V_1} = \frac{\varepsilon_0}{d}$$

$$d = \varepsilon_0 V_1 / Q$$

ولا يمكن أن يكون سمك الطبقة المزدوجة أقل من بارامتر الشبيكة $a \approx 3\,A$ وعند $V_1 \approx 1\ ev$ تتكون مثل هذه الطبقة عندما تنتقل

شـــحنة $Q \approx V_l \, \varepsilon_0 / a \approx 3 \times 10^{-2}$ /كولـــوم لكـــل م٢ من سطح الـــتلامس للفلز الأول إلى الثانى وتناظر هذه عدداً من الإلكترونات $\approx$
$\Delta n \;\; Q / e \approx 2 \times 10^{17} \, m^{-2}$

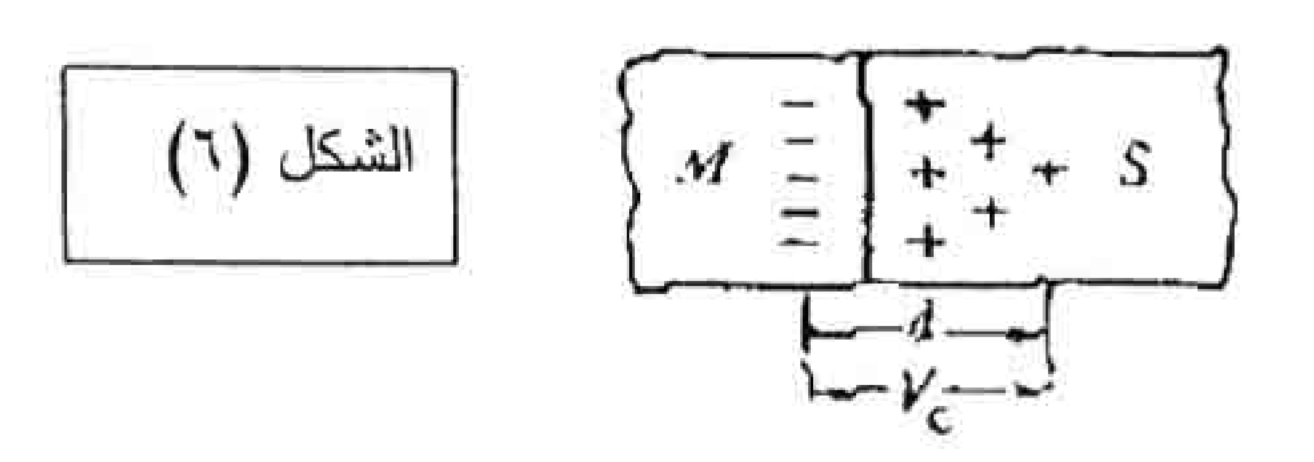
ويوجـــد تقريباً عدد من الذرات فى كل م٢ من فلز 10^{19} ذرة . وإذا فرضـــنا أن كـــل ذرة تعـــطى الكـــترون تكافؤ واحد إلى الغاز الإلكترونى سنحصل على كثافة سطحية للغاز الإلكترونى قيمتها $n_s = 10^{19} \;\; m^{-2}$. وبمقارنـــة Δn و n_s نتبين أنه حتى لأضيق طبقة مزدوجة ممكنة $(a = 3 \, A^o)$ إمكانية إنتقال $2 \, \%$ من الإلكترونات الحرة من سطح التلامس من أحد الفلزين إلى الأخر .

وبسبب صغر التغير فى تركيز الالكترونات فى طبقة التلامس وبســـبب صـــغر سمكها بالمقارنة بمتوسط المسار الحر للإلكترون لا يمكـــن أن تكون موصلية هذه الطبقة أقل كثيراً عن موصلية قطعة من الفـــلز . ويمر التيار خلال تلامس الفلزين بنفس السهولة التى يمر بها فى الفلزين نفسيهما .

(٣-٣) تلامس فلز بشبه موصل

(١) الطبقة الحاجزة :

نـــأخذ فى الإعتبار تلامس فلز بشبه موصل ولنفرض أن لفلز M دالة الشغل له هى Ψ_m يتلامس مع شبه موصل من النوع السالب (n – type) دالة الشغل له هى Ψ_s ، الشكل (٦) .



الشكل (٦)

إذا كـــانت $\Psi_m < \Psi_s$ ستســـرى الإلكترونات من شبه الموصل إلى الفلز حتى يتكافأ الجهدان الكيميائيان μ_m و μ_s و تحدث حالة الفلز حـــتى يـــتكافىء الجهدان الكيميائيان μ_m و μ_s وتحدث حالة إتزان ويـــتكون فرق جهد تلامس V_c بين الفلز وشبه الموصل مقداره يماثل جهد تلامس الفلز (عدة فولتات) .

ولـــكى يظهر فرق جهد التلامس هذا لابد أن ينتقل نفس العدد تقريباً من الإلكترونات من شبه الموصل إلى الفلز كما فى حالة تلامس فـــلزين وعندما يكون بارامتر الشبيكة لشبه موصل $a \approx 5$ A سيوجد عـــد مـــن الإلكـــترونات $n_s \approx 10^{14}$ عـــلى كل ١م٢ من سطح شبه الموصل . لذلك فإن إنتقال عدد من الإلكترونات $\Delta n \approx 10^{17}$ يعمل عـــلى إســـتطالة سمك طبقة الإستنفاد بحوالى 10^3 من الطبقات الذرية لشبه الموصل .

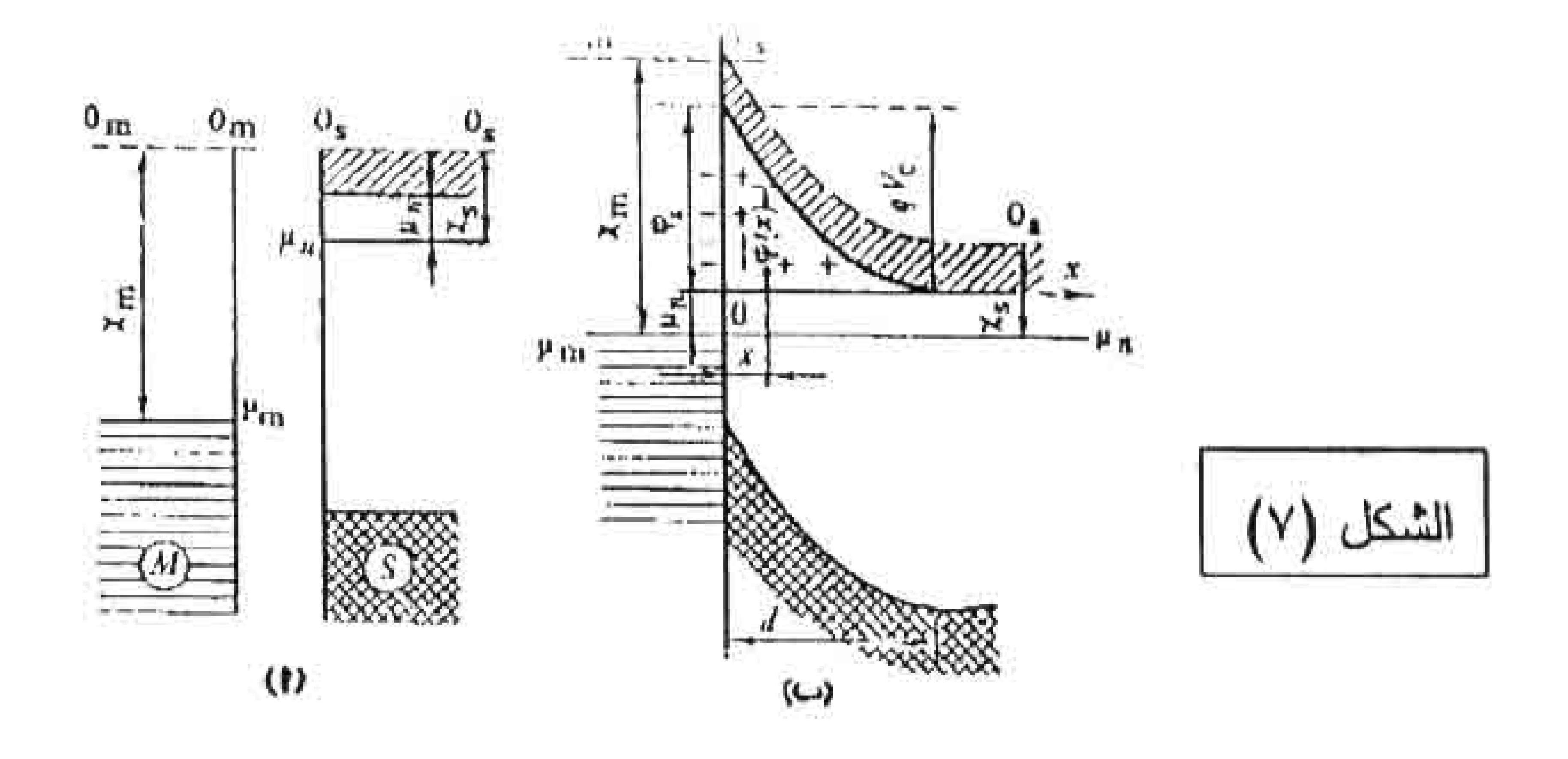
لهـــذا فـــإن تكافؤ الجهود الكهربية لفلز وشبه موصل فى حالة تلامـــس مع بعضهما يتضمن بالضرورة إنتقال الإلكترونات إلى سطح الفـــلز مـــن الطبقة الحاجزة التى يكون لها إتساع مناسب d من شبه الموصل ، (الشكل ٦)

وتـؤدى ذرات الشـوائب المتأينـة المتبقية من هذه الطبقة إلى شحنة فـراغية كهـربية موجبة مستقرة ونظراً لأن إتساعها يزيد كثيراً عن متوسـط المسـار الحـر للإلكترون تكون مقاومتها النوعية عالية جداً وبسبب ذلك تسمى الطبقة الحاجزة .

(٢) تأثير مجال التلامس على مناسيب الطاقة فى شبه موصل :

فـرق جهـد التلامس V_c بين الفلز وشبه الموصل يتولد خلال الإتساع الكلى d للطبقة الحاجزة ، (الشكل ٦) . وبفرض أن $a \approx 5$ أنجسـتروم نحصـل عـلى عـدد الطـبقات الذريـة المسـتنفدة $\Delta n \approx 10^{17}$ ولسمك الطبقة الحاجزة $d \approx 5 \times 10^{3}$ أنجستروم ، نجد أن عند $V_c = 1$ فإن شدة المجال $\approx Vc / d \approx \varepsilon_o$ التى تساوى V 2×10^{6} /m وهـذه تقـل عـلى الأقل بمقدار ثلاث رتب عن شدة المجـال الداخلى للبلورة الذى يكون مسئولاً عن نطاق الطاقة فى شبه الموصـل ولهـذا فإن مجال التلامس لا يمكن أن يؤثر تأثيراً محسوساً عـلى طيف النطاق (إتساع النطاق الممنوع ، طاقة تأين الشوائب .. إلى أخـره) فـتأثيره محـدود يظهر فى إنحراف أنطقة الطاقة لشبه الموصل .

وبامعـان النظر فى هذا نأخذ فى الاعتبار الشكل (٧ أ) الذى يوضـح الرسوم التخطيطية لأنطقة الطاقة فى الفلز M وشبه الموصل S قبل تلامسها .



الشكل (٧)

وعـــندما يــتم التلامس تظهر حالة إتزان وتتولد شحنة فراغية موجــبة خــلال إتســاع الطبقة الحاجزة (الشكل ٧ب). وفى حالة عدم وجــود جهــد الــتلامس يتم تمثيل مناسيب الطاقة فى الفلز وفى شبه الموصـــل بواســطة خطــوط مستقيمة أفقية . وهذا يدل على أن طاقة الكترون يشغل هذا المنسوب هو على سبيل المثال المنسوب الأدنى من نطاق التوصيل يكون متماثلاً فى جميع أجزاء شبه الموصل ولا يتوقف على موضع الإلكترونات .

وفى حالة وجود فرق جهد التلامس تتغير الصورة :

فــفى داخل هذه الطبقة التى يتركز فيها جهد التلامس تؤثر قوة عــلى الإلكــترون تدفعه إلى خارج هذه الطبقة وللتغلب على هذه القوة لابــد مــن بذل شغل يساوى طاقة وضع الإلكترون فى مجال التلامس $\varphi(x)$ حــتى تصل إلى نهايتها العظمى $\varphi_0 = eV_c$ عند سطح شبه الموصل.

وتؤدى حسابات ميكانيكا الكم إلى أن تأثير مجال خارجى على شــبه الموصل يبدو على هيئة ميل أنطقه الطاقة له بالنسبة إلى منسوب

فيـــرمى الأفـــقى ويؤثـــر مجال التلامس بنفس الطريقة مسبباً إنحراف أنطقـــة الطاقـــة وتســـمى الكميـــة φ_0 باســـم حاجز الجهد المتزن للإلكترونات التى تنتقل من شبه الموصل إلى الفلز .

ولتقدير قيمة الدالة $\varphi(x)$ نستخدم معادلة بواسون Poisson المعـــروفة فى الكهروســـتاتية وتربط هذه المعادلة جهد المجال $V(x)$ بالكثافة $p(x)$ للشحنة الفرعية المستقرة المسئولة عن هذا المجال . والمعادلة تأخذ الشكل

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0\varepsilon} \qquad (٢-٣)$$

حيث ε هى السماحية النسبية لشبه الموصل

ويكـــون مـــن المناسب الانتقال من الجهد $V(x)$ إلى طاقة الجهد للإلكترون $\varphi(x) = -eV(x)$ وكتابة معادلة بواسون المعبرة من $\varphi(x)$ كما يلى :

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{e}{\varepsilon_0\varepsilon}\,\rho(x) \qquad (٤)$$

وعند حساب كثافة الشحنة الفراغية $\rho(x)$ سنفرض أن جميع الـــذرات المعطية N_d متأينة وأن إلكتروناتها انتقلت إلى الفلز عندئذ $\rho(x) = e\,N_d$ وبالتعويض فى معادلة بواسون نحصل على

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = N_d\,\frac{e^2}{\varepsilon_0\varepsilon} \qquad (٥)$$

وإذا فرضـــنا عـــدم وجود جهد تلامس عند مسافة $x \geq d$ داخل شبه الموصل يمكننا كتابة الشروط الحدية لهذه المعادلة على الصورة

$$\varphi(d) = 0\ ,\ \left(\frac{d\,\varphi(x)}{dx}\right)\quad 0 = x = d \qquad (٦)$$

ويؤدى حل المعادلة (٥) مع الشروط الحدية (المعادلة ٦) إلـــــــى

$$\varphi(x) = \qquad (d-x)^2$$

ومـــن المعادلـــة (٧) نتبين أن جهد مجال التلامس يقل تدريجياً متخذاً شكل قطع مكافىء مع الزيادة فى (x) فى شبه الموصل . عند $0 =$ x نجد أن $\varphi_0 = \chi_m - \chi_s$ يحصل بالتعويض فى المعادلة (٧) على اتساع الطبقة الحاجزة

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\,\varepsilon\,\varphi_0}{e^2 N_d}} \quad \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\,\varepsilon\,V_C}{e\,n_{no}}} \qquad (٨)$$

حيــث $n_{no} = N_d$ تركيز الإلكترونات (حاملات الشحنة السائدة) فى شـــبه الموصل من النوع السالب ومن المعادلة (٨) نتبين أن سمك الطبقة الحاجزة d يزداد مع زيادة فرق جهد التلامس Vc الذى يتم تعيينـــه مـــن الفـــرق فى دالـــتى الشغل كما ينقص مع زيادة حاملات الشحنات السائدة فى شبه الموصل . ويوضح الجدول (١) قيمـــة d

المحسوبة بالاستعانة بالمعادة (٨) بفرض أن $\varepsilon = 10 , Vc = 1V$

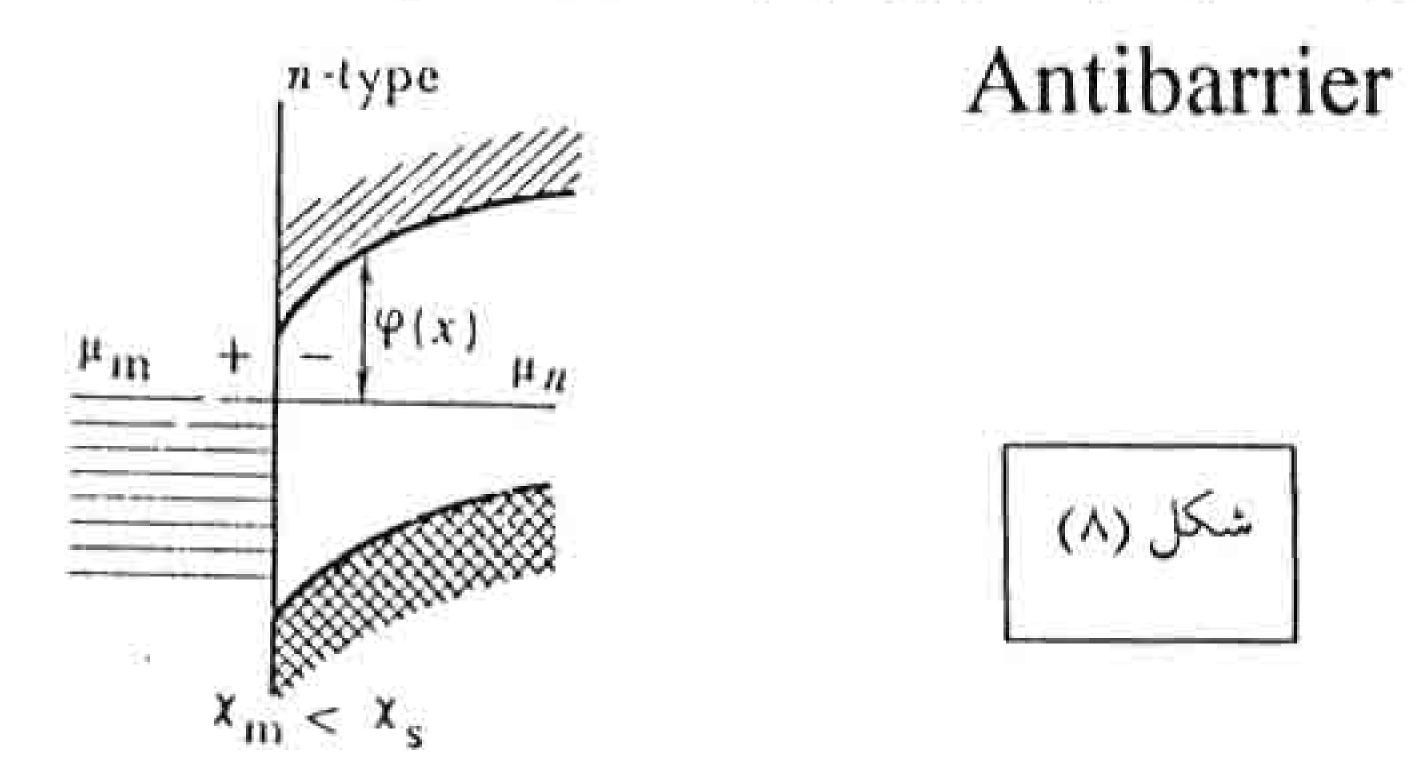
الجدول (١)

$n_{no} (m^{-3})$	d (m)
10^{24}	$3x10^{-7}$
10^{22}	$3x10^{-6}$
10^{20}	$3x 10^{-5}$

ومـــن الجـــدول نتـــبين أن تركيزات الغاز الإلكترونى لأشباه الموصـــلات (10^{24}-10^{20} م^-٣^) يكون سمك الطبقة السطحية التى لا تحـــتوى عملياً على حاملات حرة تحتفظ بقيم أكبر من رتبة إلى ثلاث رتـــب عن متوسط المسار الحر للإلكترون وهذا هو سبب كون مقاومة الطبقة الحاجزة عالية جداً .

وإذا كـــانت دالـــة الشغل لشبة الموصل السالب أكبر من دالة الشـــغل للفلز فإن الإلكترونات ستنتقل من الفلز إلى شبه الموصل مولدة شحنة سالبة فى طبقة التلامس له الشكل (٨). وفى هذه الحالة لا تزداد (x) عـــند اقترابه من السطح لكن على النقيض من ذلك تقل يصاحب ذلك إنحراف الأنطقة فى الاتجاه المعاكس ويؤدى هذا إلى زيادة تركيز حـــاملات الشـــحنة الحرة داخل طبقة التلامس لشبه الموصل وبالتالى

زيادة الموصلية الكهربية ولهذا السبب تسمى هذه الطبقة ضد الحاجز Antibarrier



شكل (٨)

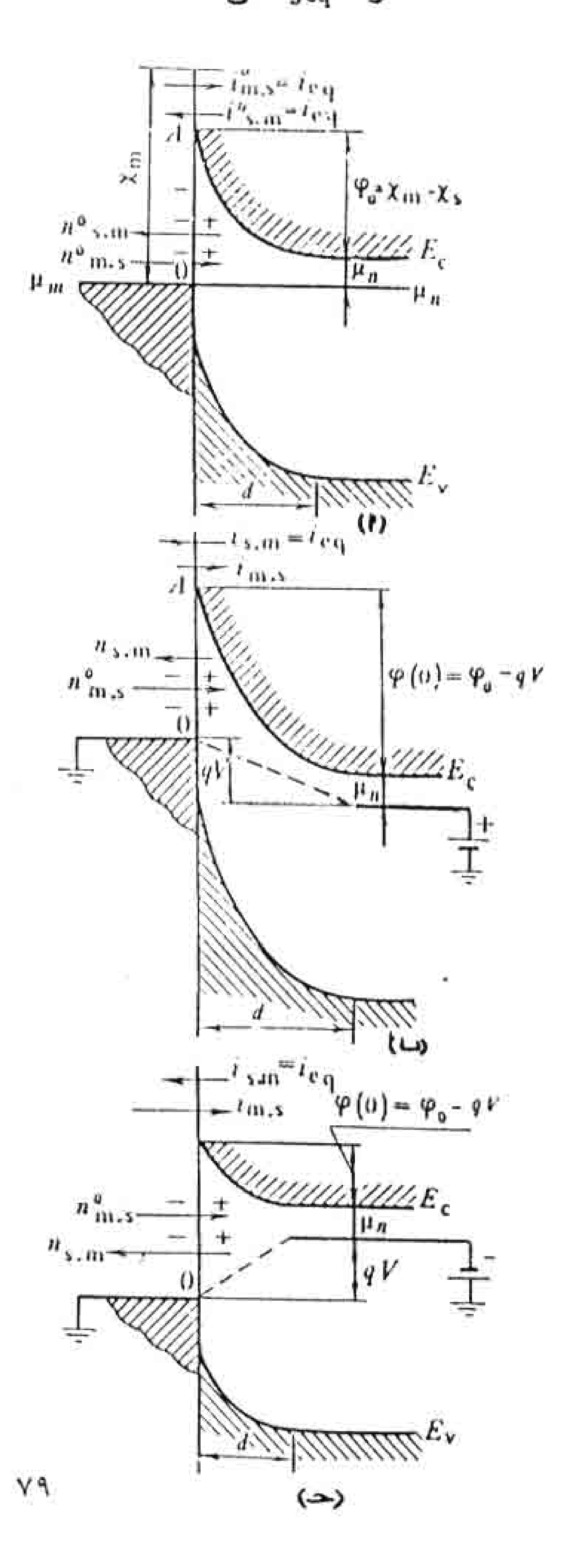
(٢) التقويم عند وصلة فلز – شبه موصل

توجـــد سمة ملحوظة للطبقة الحاجزة تتمثل فى علاقة مقاومتها عـــلى اتجـــاه الجهد الخارجى المؤثر على الوصلة . هذه العلاقة تؤدى عملياً إلى موصلية وصلة موحدة الاتجاه حيث يمر التيار بسهولة خلال الموصـــلة فى الاتجاه الأمامى ولا يكاد يمر فى الاتجاه الخلفى . وهذا هو جوهر خاصية التقيوم الوصلة (الفلز – شبه الموصل) وتناقش هذه النقطة بالتفصيل.

يوضـــح الشكل (٩ أ) نطاق الطاقة لوصلة فلز – شبه موصل مـــن النوع السالب وهى فى حالة الإتزان . فحاجز الجهد للإلكترونات التى تنتقل من الفلز إلى شبه الموصل يساوى الفرق فى دالتى الشغل χ_m ، χ_s وللإلكـــترونات التى تمر من شبه الموصل إلى الفلز φ_0 $= eV_c$ ولـــنرمز لفيـــض الإلكـــترونات من الفلز إلى شبه الموصل بالرمز n^o_{sm} ولفيض الإلكترونات من شبه الموصل إلى الفلز بالرمز

وتكون كثافة التيار الكهربى المناظرة خلال الوصة فى الحالتين n^{o}_{ms} , j_{ms} , j_{sm} ونظـــراً لأن شــدة التيار الكلى الذى يسرى خلال الوصلة تســاوى الصـــفر فى حالة الإتزان فإن $j_{ms} = j_{sm}$ وتكون كثافة التيار المناظرة j_{eq} هى :

$$\dot{j}_{s.m} = \dot{j}_{m.s} = j_{eq} \qquad (٩)$$



شكل (٩)

وعــند تأثير فرق جهد خارجى V على الوصلة فى إتجاه فرق جهــد الوصلة V_c تنتقل شحنة موجبة إلى شبه الموصل بالنسبة للفلز [الشــكل (٩ ب)] مــثل هــذا الإتجــاه لفرق الجهد V يسمى الإتجاه العكســى وتكــون مقاومـــة الطبقة الحاجزة عادة أكبر بعدة رتب عن مقاومة بقية أجزاء الدائرة . وبسبب ذلك فإن الجهد الكلى المؤثر يكون خــلال الطــبقة الحاجزة . وتنحرف مناسيب الطاقة فى شبه الموصل الموجــب الشــحنة إلى أدنى مواضــعها الأصلية بمقدار eV وبالمثل ســتكون إزاحـــة منســوب فيرمى μ_n . ويحدث الإنحراف على طول الســمك الكــلى للطبقة الحاجزة d الذى يزداد خلالها الجهد بمقدار V قاع نطاق التوصيل الجديد وقمة نطاق التكافؤ E_0 . الشكل (٩ب) ، يتم تــبعاً للموقع الجديد لمنسوب فيرمى ومن هذا نتبين أن الجهد الخارجى V المؤثــر فى الإتجــاه العكسى يرفع حاجز الجهد للإلكترونات التى تنتقل من شبه الموصل إلى الفلز

$$\varphi_{(0)} = \varphi_0 + eV \quad (١٠)$$

وتبعاً للمعادلة (٨) سيكون سمك هذه الطبقة الحاجزة هو :

$$d = \sqrt{\frac{2\,\mathcal{E}_0\,\varepsilon\,(v_c + v)}{e\,n_{n0}}} \quad (١١)$$

لذلــك فــإن المجال الخارجى المؤثر على الوصلة فى الاتجاه العكسى يرفع الجهد الحاجز للإلكترونات التى تسرى من شبه الموصل إلى الفلز ويزداد تبعاً لذلك إتساع الطبقة الحاجزة .

وتكـــون الصورة مختلفة تماماً إذا أثر جهد أمامى على الوصلة (الشـــكل ٩ج) . ففى هذه الحالة سنجد أن كل المناسيب لشبه الموصل من النوع السالب بمافيها منسوب فيرمى تنحرف إلى أعلى بمقدار eV ويـــنخفض الجهد الحاجز للإلكترونات التى تسرى من شبه الموصل إلى الفلز بمقدار eV ويصبح إرتفاع الحاجز .

$$\varphi_{(0)} = \varphi_0 + e\,V \qquad (١٢)$$

ويقل إتساع طبقة الشحنة الفراغية ليصبح

$$d = \sqrt{\frac{2\,\varepsilon_0\,\varepsilon\,(v_c + v)}{e\,n_{n0}}} \qquad (١١)$$

ويـــؤدى الـــتغير فى إرتفاع الجهد الحاجز إلى إضطراب حالة الإتزان بين فيض الإلكترونات التى تسرى فى الوصلة فى الإتجاهين.

فعندما يؤثر جهد خارجى V على الوصلة فى الإتجاه العكسى تقــل كـــثافة التيار $j_{m.s}$ المناظرة لفيض الإلكترونات $n_{s.m}$ تبعاً للدالة الأســـية e^{e} / k_{BT} إذ أنه تبعاً لقانون بولتزمان يكون عدد الإلكترونات التى تسرى من شبه الموصل للفلز والقادرة على تخطى الحاجز $\varphi_0 +$ $e\,V$ أقــل تبعاً للدالة الاسية e^{eV} / k_{BT} عن الذى يسرى خلال الحاجز عند الإتزان φ_0 ، أى أن : عندئذ يصبح التيار $j_{m.s}$ و

$$n_{s.m} = n_{s.m}\; e^{-ev/k_B T}$$

$$j_{m.s} = j_{eq}\; e^{-eV/k_B T} \qquad (١٣)$$

وتظـــل كـــثافة التيار $j_{m.s}$ المناظرة لفيض الإلكترونات $n_{m.s}$ مســـاوية لكـــثافة التيار j_{eq} نظراً لأن المجال الخارجى لا يغير إرتفاع الحاجـــز للإلكترونات التى تسرى من الفلز إلى شبه الموصل فإرتفاعه يظل مساوياً للفرق بين دالتى الشغل $\chi_m - \chi_s$

وتصـــبح كثافة التيار الكلى فى الإتجاه المعاكس هى (الشكل ٩ ب) وهى : (١٤)

$$j_r = j_{eq}\ e^{-eV/k_BT} - j_{eq} = j_{eq}\,(e^{-eV/k_BT} - 1)$$

ويســـرى التيار من شبه الموصل إلى الفلز . ومع زيادة الجهد العكســـى V تـــؤول الدالة الأسية e^{-eV/k_BT} بسرعة للصفر وكثافة الـــتيار العكســـى إلى قيمته المحدودة j_{eq} وتسمى كثافة التيار j_{eq} بإسم كـــثافة الـــتيار التشـــبع وتســـمى $J_{eq} = Sj_{eq}$ بإســـم تيـــار التشـــبع (S هى مساحة مقطع وصلة الفلز – شبه الموصل).

وعندما يؤثر جهد خارجى أمامى (الشكل ٩ جـــ) فإن الجهد الحاجـــز للإكـــترونات التى تسرى من شبه الموصل إلى الفلز تنخفض بمقـــدار eV ونتيجة لذلك تزداد كثافة تيار هذه الإلكترونات تبعاً للدالة الأسية e^{eV/k_BT} عند مقارنتها بـــ j_{eq} تصبح

$$j_{m.s} = j_{eq}\ e^{eV/k_BT}$$

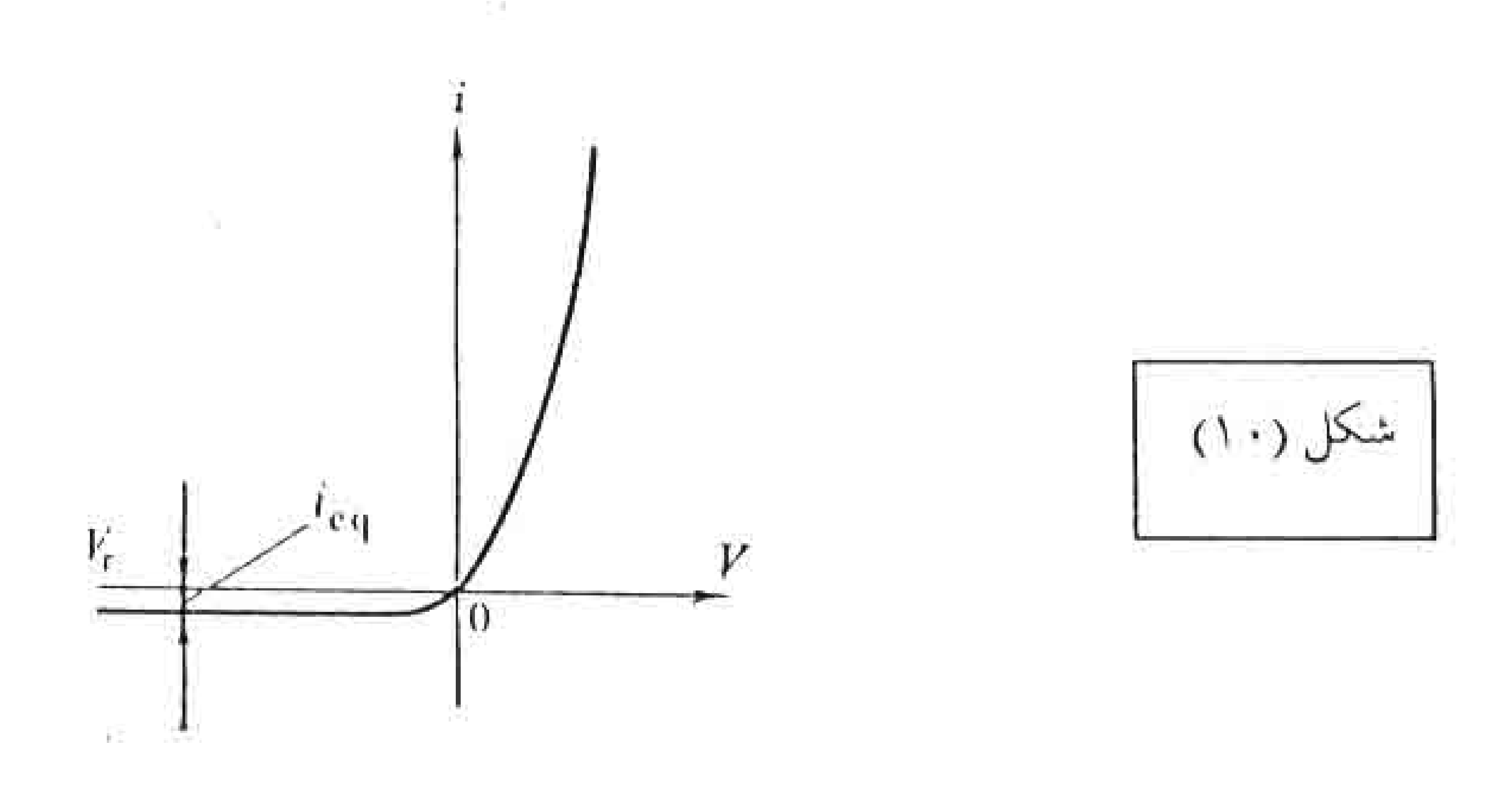
وتظـــل كثافة التيار $j_{m.s}$ مساوية لكثافة التيار j_{eq} . ولهذا فإن كثافة التيار الأمامى (من الفلز إلى شبه الموصل) هى :

$$j_f = j_{m.s} - j_{s.m} = j_{eq} \left(e^{ev/k_B T} - \right) \qquad (١٥)$$

وتـــزداد أســـياً مع V . وبربط المعادلتين (١٤) ، (١٥) معاً نحصل على المعادلة (١٦)

$$j = j_{eq} \left(e^{\pm ev/k_B T} - 1\right) \qquad (١٦)$$

(v = IVI لجهــد الإنحياز الأمامى و v = - IVI لجهد الإنحياز الخلفى) . وتدل المعادلة (١٦) على الخصائص المميزة تيار – فولت Current voltage characteristics لوصـــلة الفـــلز – شـــبه الموصـــل المســـتخدمة فى التقويم . ويوضح الشكل (١٠) الخصائص المميزة تيار – فولت لمثل هذه الوصلة . ويطلق على النسبة ين التيار الأمامى والتيار الخلفى عند نفس القيمة للجهد المؤثر بإسم نسبة التقويم (rectification ratio) وقيمتها فى الوصلات جيدة التقويم يمكن أن تصل إلى عدة عشرات أو حتى مئات الألاف .



شكل (١٠)

ويطلق على الطبقة الحاجزة عند السطح البينى للفلز – شبه الموصل اسم حاجز شوتكى Schottky barrier التى تتميز بأزمنة قطع (أوفتح) قصيرة جداً حيث تصل هذه الأزمنة إلى 10^{-11} ثانية . ويجعل هذا من الممكن استخدامها بفاعلية فى دوائر الاتصال الإلكترونى النبضى وفى الحاسب الآلى ودوائر التحكم الذاتى حيث توجد الحاجة لسرعات تشغيل عالية فى إنتاج الوصلات الأومية يمكن بواسطتها أن تتصل نبيطة فى دائرة كهربية .

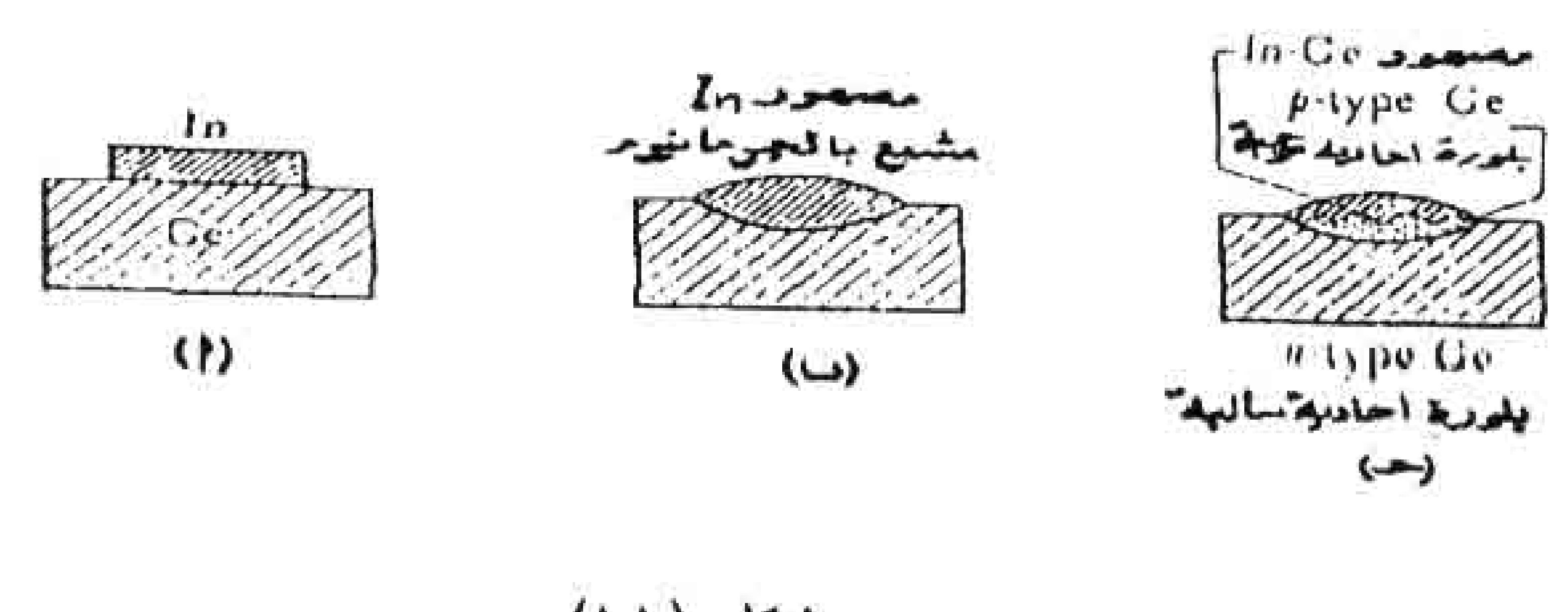
(٢-٤) الوصلة بين شبهى موصل موصليتاهما الكهربية مختلفان:

يعتمد التقدم فى الإلكترونيات أشباه الموصلات أساساً على استخدام وصلات من شبهى موصل غير نقيين موصليتاهما الكهربية مختلفة مثل هذه الوصلة تسمى الوصلة $p - \mathrm{n}$. وسنناقش خواصها فيما يلى :

(١) <u>تحضير الوصلة $p - \mathrm{n}$:</u>

من المستحيل الحصول على الوصلة $p - \mathrm{n}$ بواسطة تلامس ميكانيكى بين شبهى الموصل المختلفين فى النوع لأن إنقطاع الشبيكة عند السطح البينى يحتوى على عيوب أكثر من العيوب الناتجة من ذرات الشوائب على كل من سطحى الوصلة – وإحدى الطرق الأوسع إنتشاراً فى تحضير الوصلات $p - \mathrm{n}$ هى طريقة التطعيم فمثلاً إذا

أخذنـــا شـــريحة جرمانيوم من النوع السالب موضوع عليها قطعة من الانديوم (الشكل ١١ أ) ووضعناها فى فرن عند درجة حرارة

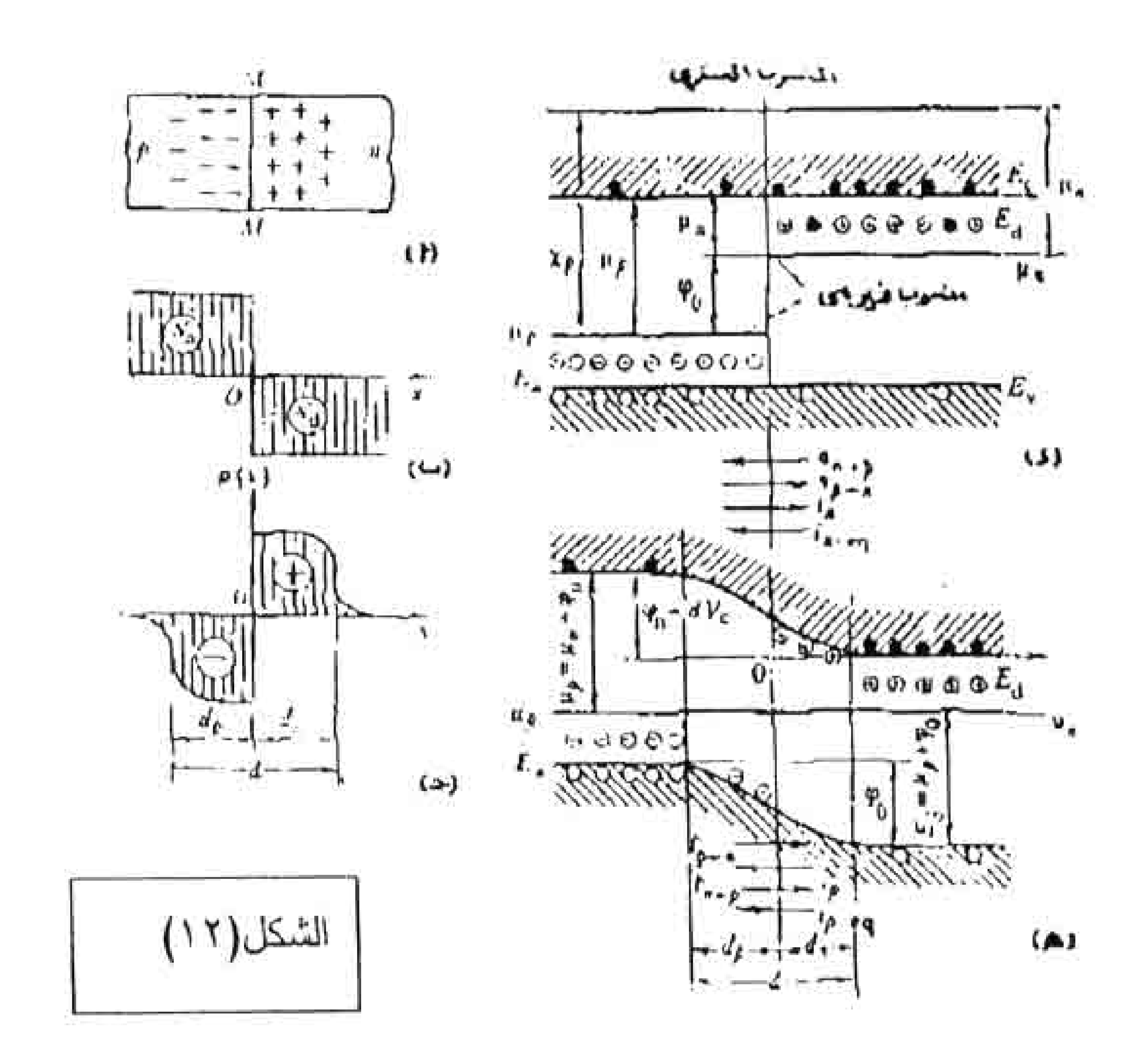


شكل (١١)

تتراوح بين 500 -600 ° سيلزيوس فى جو من الهيدروجين أو الأرجون ، فإن الانديوم يذيب بعض الجرمانيوم (١١ ب) وعند تبريد الشـــريحة بـــبطء يصـــبح هذا الجانب من الجرمانيوم مشبعاً بالانديوم المترسب من المصهور ويتبلر كجزء متمم للبلورة الأحادية للشريحة .

ونظراً لأن الجرمانيوم المطعم بالإنديوم له موصلية موجبة p) (type – سنحصـــل عـــلى الوصلة $p - n$ عند الحد الفاصل بين البللورة السالبة كما فى الشكل (١١ج) وتعمل قطرة الإنديوم الممتزجة مـــع ســـطح الجـــرمانيوم كوصـــلة أوميـــة . يمكـــن أيضاً تحضير الوصلـــــــة $p - n$ بواسطة إنتشار شوائب آخذة فى شبه موصل من النوع السالب أو شوائب معطية فى شبه الموصل من النوع الموجب . ولـــكى تـــتم عملية الإنتشار من الحالات الثلاث الغازية – السائلة أو الجـــامدة يـــتم الـــتحكم فى مـــدى اختراق ذرات الشوائب فى الوصلة

$p-n$ بالتحكم فى درجة حرارة والزمن الذى تتم فيه عملية الإنتشار وتكـــون الوصـــلة $p-n$ نفســـها هى الحـــد الفاصـــل بين طبقتين موصليتاهما مختلفة النوع .



الشكل(١٢)

والطـــريقة الأوســـع إنتشـــاراً المســـتخدمة فى تحضـــير الوصـــــــلات $p-n$ هى طريقة النمو الفوقى epitaxial method وفيهـــا يـــتم ترســـيب غشاء من السيلكون من بللورة أحادية من النوع الموجـــب بطريقة التفاعلات الكيميائية على شريحة من السيليكون من الـــنوع السالب . وفى السنوات الأخيرة تستخدم طريقة غرس الأيونات وفيهـــا توجه أيونات شوائب معينة طاقتها عالية (من 50 إلى 300

كيلو الكترون فولت) نحو سطح شبه الموصل لتصل إلى عمق يتراوح بين ۰.1 - 0.5 ميكرومتر يتوقف هذا على طاقة الشوائب ونوعها .

(۲) حالة إتزان الوصلة $p-n$

ليكن السطح MM هو الحد الفاصل الداخلى بين منطقتى شبه الموصـــلين اللذين تختلف موصليتاهما (الشكل (١٢ أ) : إلى اليسار الموصـــل ذو التوصـــلية الموجبة (جرمانيوم من النوع الموجب مثلاً) تركيزات الأخذات فيه N_a وإلى اليمين شبه موصل من النوع السالب (جـــرمانيوم مـــن الـــنوع السالب) تركيز المعطيات فيه N_d.وللسهولة نفـــترض أن $N_a = N_d = 10^{22}\ m^{-3}$ ويوضـــح الشكل (١٢ ب) التغير فى تركيزات الآخذات والمعطية على طول الأحداثى x العمودى عـــلى المســـتوى MM . عـــند الـــنقطة o الواقعة على هذا المستوى يتلاشـــى فجـــأة تركيز الآخذات بينما يزداد تركيز المعطيات فجأة من الصفر إلى N_d .

حـــاملات الشحنة السائدة فى المنطقة السالبة هى الإلكترونات وفى المـــنطقة الموجـــبة هى الفجـــوات وتـــرجع التيارات السائدة فى معظمهـــا إلى تـــأين ذرات الشـــوائب المعطية والآخذة . وفى درجات الحـــرارة خـــارج حدود مدى درجات الحرارة المنخفضة تتأين عملياً جميـــع ذرات تـــلك الشوائب ولهذا يمكن إعتبار أن تركيز الإلكترونات فى المـــنطقة الســـالبة (n_{no}) مساوياً لتركيز المعطيات $N_d \approx n_{no}$

وأن تركيــز الفجوات فى المنطقة الموجبة (p_{po}) يكون مساوياً لتركيز الذرات الآخذة ($p_{po} \approx N_a$)

وبجــانب حــاملات الشحنة السائدة تحتوى تلك المناطق أيضاً عــلى حــاملات الشــحنة غير السائدة : فالمنطقة السالبة تحتوى على فجــوات (p_{no}) وتحــتوى المنطقة الموجبة على الكترونات (n_{po}) .

ويمكن إيجاد تركيزاتها من قانون فعل للكتلة law of mass action

$$n_{no}\,\rho_{no} = \rho_{po}\,n_{po} = n_i^2$$

حيث n_i تركيز حاملات شحنة من نفس النوع فى شبه موصل نقــى (جرمانيوم مثلاً) .

وعــندما تكون $n_{no} = \rho_{po} = 10^{22}$ لكل متر مكعب ، $n_i = 10^{19}$ لكل متر مكعب نحصل على :

$\rho_{no} = n_{po} = 10^{16}$ لكل متر مكعب .

ومــن ذلك نرى أن تركيز الفجوات فى المنطقة الموجبة اكبر مــن نظيره فى المنطقة السالبة بمقدار 6 رتب .مثل هذا الإختلاف فى تركيــز حــاملات شــحنة مــن نفــس النوع يرجع إلى انتشار فيض الإلكــترونات من المنطقة السالبة إلى المنطقة الموجبة ($n_n \rightarrow p$) وإنتشار فيض الفجوات من المنطقة الموجبة إلى المنطقة الســـــالبة ($p_p \rightarrow n$) . ويضــيف فيض الإلكترونات المنتقل من المنطقة الســالبة شــحنة موجــبة على هذه المنطقة ، ويضيف فيض الفجوات المنــتقل مــن الطــبقة الموجــبة شحنة سالبة على هذه المنطقة . هذه الشــحنات ترفع مواضع جميع مناسيب الطاقة بما فيها منسوب فيرمى

فى المــنطقة الموجــبة وتخفضها فى المنطقة السالبة . ويستمر سريان الالكــترونات مــن اليمين إلى اليسار وسريان الفجوات من اليسار إلى اليميــن حــتى يصــل منسوب فيرمى الذى يرتفع تدريجياً فى المنطقة الموجــبة (μ_p) إلى مستوى منسوب فيرمى الذى ينخفض تدريجياً فى المنطقة السالبة (μ_n). وعند هذه النقطة يحدث إلاتزان بين المنطقتين السالبة والموجبة. وعندها يتكافأ فيض الالكترونات المنتقل من المنطقة الســالبة إلى المنطقة الموجبة ($n_{n\rightarrow p}$) مع فيض الفجوات المنتقل من المنطقة الموجبة إلى المنطقة السالبة ($n_{p\rightarrow n}$)

ويــتكافأ فيــض الفجــوات من المنطقة الموجبة إلى المنطقة الموجــبة الســالبة ($p_{p\rightarrow n}$) مع فيض الفجوات المنتقل من المنطقة السالبة إلى المنطقة الموجبة ($p_{n\rightarrow p}$) وبذلك يكون:

$$n_{n\rightarrow p} = n_{p\rightarrow n} \quad , \quad p_{p\rightarrow n} = p_{n\rightarrow p}$$

وعندما تترك الالكترونات طبقة التلامس للمنطقة السالبة تتأين الذرات المعطية المتأينة مولدة شحنة فراغية موجبة فى هذه المنطقة ، [الشــكل (جـــ)] . ولنرمز لإتساع هذه الطبقة بالرمز d_n وعندما تــترك الفجــوات طبقة التلامس للمنطقة الموجبة تتأين الذرات الآخذة مولــدة شحنة فراغية سالبة فى هذه المنطقة . وليكن اتساع هذه الطبقة هــو d ويــتولد فرق جهد تلامس V_c عبر هذه الطبقات ويتكون من حاجــز جهد φ_o يتمركز فى الوصلة $p - n$ ، φ_o تمنع لإلكترونات من المرور من المنطقة السالبة إلى المنطقة الموجبة السالبة . وتوضع الحسابات أن

$$\varphi_o = K_B\, T\, L_n \frac{n_{no}}{n_{po}} = K_B T\, L_n \frac{p_{po}}{p_{no}} \qquad (١٨)$$

ونتبين أنه مع زيادة φ_o تزداد النسبة بين تركيز الحاملات السائدة فى منطقة من الوصلة p-n وتركيز الحاملات غير السائدة من نفس النوع فى منـــــــــــطقة أخـــــــــــــــرى . وعـــــــــــــــــند

$T = 300\ K$ و $n_{po} = 10^{16} m^{-3}$ ، $n_{no} = 10^{22} m^{-3}$

نجد أن : $\varphi_0 \approx 0.45\ eV.$.

ويوضح الشكل (١٢) نطاق الطاقة للمنطقتين الموجبة والسالبة عند لحظة تلامسهما ، أى قبل حدوث الاتزان بينهما ومن الشكل (١٢ د) نتبين أن μ_n تقع فوق μ_p .

ويوضـــح الشـــكل (١٢ هــــ) نطاق الطاقة لتلك الأنطقة بعد حدوث الإتزان . وينطبق منسوباً فيرمى μ_n ، μ_p أحدهما على الأخر وتوجـــد طـــبقة شحنة فراغية بين المنطقتين الموجبة والسالبة تمتد فى المنطقة السالبة إلى عمق d_n وفى الطبقة الموجبة إلى عمق d_p ويتكون حاجز جهد إرتفاعه $\varphi_o = eV_c$ وعند مقارنة الشكلين(١٢ج)،(١٢هـ) نتبين بسهولة أن :

$$\varphi_o = \mu_n - \mu_p \qquad (19)$$

ويكـــون إتساع طبقة الشحنة الفراغية $d = d_n + d_p$ فى حالة وصلة الفلز – شبه موصل . ويتعين هذا الإتساع بإرتفاع جهد الحاجز φ_o وبتركيزات الحاملات السائدة فى المنطقتين الموجبة والسالبة من الوصلة p -n وهما n_{no} ، ρ_{po} على الترتيب

$$(20)\ d = \sqrt{\frac{(n_{no} + \rho_{po})}{n_{no}\,\rho_{po}}} = \sqrt{\frac{(n_{no} + \rho_{po})}{n_{no}\,\rho_{po}}}$$

ومع ذلك يمكن بيان أن إتساع الحاجز فى الوصلة $n - \rho$ يتوقف فقط علـــى تركيزات الحاملات السائدة ρ_{po} n_{no} وبالتعويض عن المعادلة $n_i^2 = np$ فى المعادلة (١٨) وبالتعويض بالنتيجة فى المعادلة(٢٠)

نحصل على المعادلة

$$d = \sqrt{\frac{2\,\varepsilon\varepsilon_0\ \varphi_o}{e_2}\ \frac{(n_{no}+\rho_{po})}{n_{no}\,\rho_{po}}\ K_B\,T\,L_n\ \frac{(n_{no+}\ \rho_{po})}{n^2}\,)}$$

ومـــن المعادلـــة (٢٠) أيضــاً نتـــبين أن زيادة اتساع طبقة الشحنة الفـــراغية يـــرجع إلى إنخفـــاض تركيز الحاملات السائدة فى المنطقة الســـالبة والموجبة من شبه الموصل . إذا كانت إحدى المنطقتين ولتكن المـــنطقة السالبة أقل تطعيماً على الشوائب من المنطقة الموجبة بحيث يكون $\rho_{po} << n_{no}$ نحصل من المعادلة (٢٠) على

$$d \approx d_n \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_o\,\varphi_0}{e^2\,n_{no}}} \qquad (٢١)$$

فى هـــذه الحالـــة يتركز غالباً معظم الشحنة الفراغية فى المنطقة الأقل تطعيمـــاً وهى المـــنطقة السالبة (ذات مقاومة نوعية عالية) ويحدث نفس التأثير فى التأثير فى حالة وصلة الفلز – شبه موصل.

(٣) خصائص التقويم فى الوصلات $\rho - n$:

تعـــتمد فكـــرة عمـــل الوصـــلة $n - \rho$ فى معظم النبائط شبه الموصلة أساساً على قدرتها فى تقويم التيار المتردد

(أ) التيارات التى تسرى خلال وصلة $p-n$ فى حالة إتزان :

إحــدى الخصائص الملحوظة للوصلة $p-n$ هى إعتماد عمل الكـثير مــن نــبائط أشباه الموصلات على قدرتها على تقويم التيار المتردد وسنناقش هذه الخاصية بالتفصيل .

فى حالــة إتزان فيض الحاملات السائدة وفيض الحاملات غير السائدة تسرى فى الوصلة $p-n$ الشكل (١٢ جــ) وفى هذه الحالة يتكافأ فيض الإلكترونات – الحاملات السائدة التى تسرى من المنطقة الســالبة إلى المــنطقة الموجــبة ($n_{n\to p}$) مع فيض الإلكترونات – الحــاملات غير سائدة – التى تسرى من المنطقة الموجبة إلى المنطقة السالبة ($n_{p\to n}$) . بنفس الكيفية ويتساوى فيض الفجوات – الحاملات الســائدة – الــتى تسرى من المنطقة الموجبة إلى المنطقة السالبة ($p_{p\to n}$) مع فيض الفجوات – الحاملات غير السائدة – التى تسرى من المنطقة السالبة إلى المنطقة الموجبة ($p_{n\to p}$) ولنرمز لكثافات التيار المــناظرة كما يلى : الفيض $n_{n\to p}$ يناظر J_n و $n_{p\to n}$ يناظر J_p و $p_{n\to p}$ يناظر i_{peq} . وتمشياً مع المعادلة (١٧) يمكننا أن نكتب :

$$J_n = J_{n\text{-}eq} \,,\ J_p = J_{p\text{-}eq} \qquad (٢٢)$$

وبجمع الطرفين الايمن والأيسر لتلك المعادلات نحصل على :

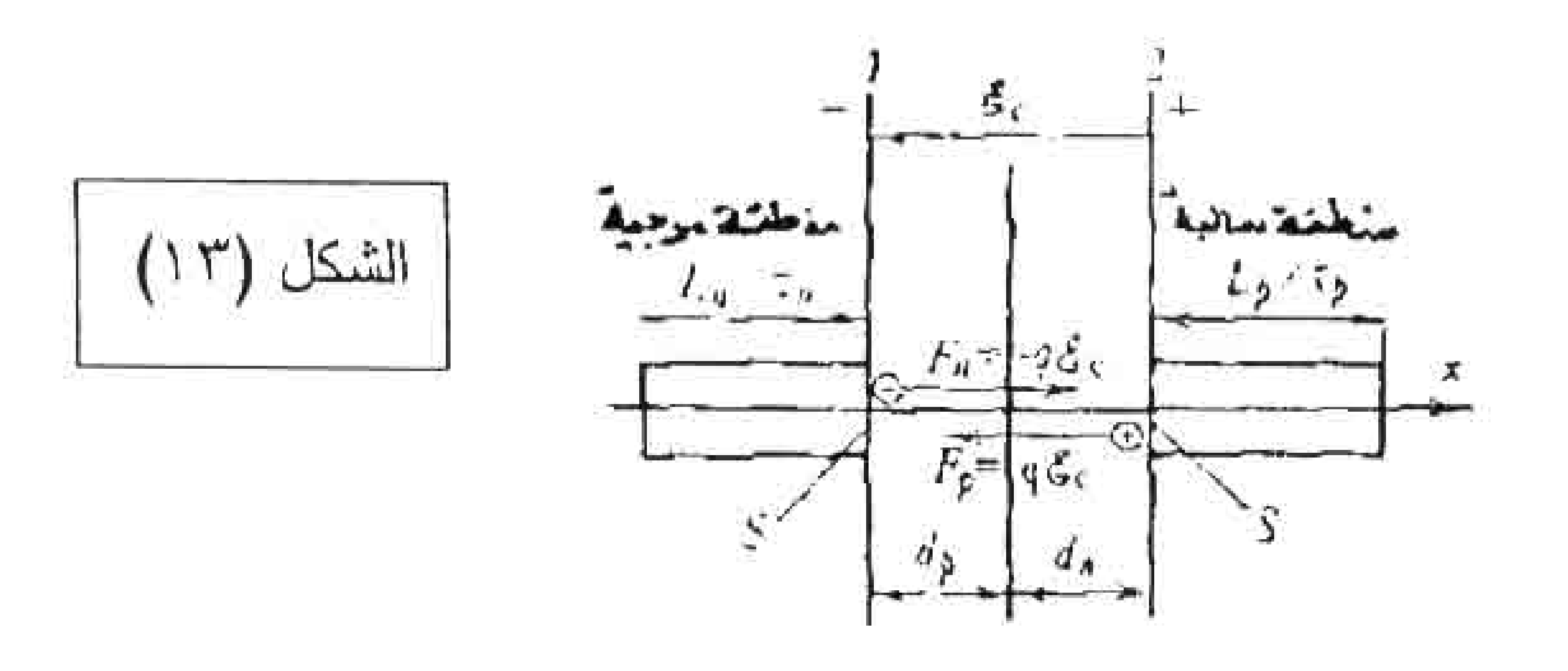
$$J_n + J_p = i_{n-eq} + i_{p-eq}$$

ويــدل الطرق الأيسر من المعادلة على مركبة التيار الكلى التى ترجع إلى الحاملات السائدة ويدل الطرف الأيمن على مركبته التى ترجع إلى

الحـــاملات غيـــر الســـائدة ويكون التيار الكلى خلال الوصلة $\rho - n$ مساوياً الصفر

$$J = (J_n + J_p) - (J_{n-eq} + J_{p-eq}) = 0 \qquad (٢٣)$$

ولـــنحاول الآن حساب كل من $i_n - e_q$ عند $i_p - e_q$ تقطع وحدة مســـاحات S مـــن الحـــد الأيســـر ١ للوصـــلة $\rho - n$ الشكل (١٣) وباســـتخدامها كقاعدة نتصور إسطوانة جانبها يساوى L_n / τ_n حيث L_n طـــول الإنتشـــار للإكترونات فى المنطقة الموجبة و τ_n متوسط



الشكل (١٣)

عمرها الزمنى . ونظراً لأن طول الإنتشار هو المسافة المتوسطة التى يقطعهـــا حـــامل الشحنة خلال عمره الزمنى تدل النسبة L_n / τ_n على متوســـط ســـرعة الإلكترونات المنتشرة من قطعة من المنطقة الموجبة يكـــون تركيـــزها n_{po} إلى الحـــد الفاصل حيث يتم سحبها إلى مجال التلامس ε_c لتنتقل إلى المنطقة السالبة .

عـــدد الإلكـــترونات فى الأســـطوانة يســـاوى حجمهـــا

مضـــروباً فى تركيز الإكترونات n_{po}. يكون P_o L_n وستمر

جميع هذه الإلكترونات خلال وحدة المساحات . τ_n

فى واحد ثانية وستنتقل إلى المنطقة السالبة مولدة تياراً كثافته .

$$J_{n-eq} = e L_n n_{po} / \tau_n \qquad (٢٤)$$

ويمكن بنفس الطريقة حساب J_{p-eq} بتصور اسطوانة مساحة قاعدتها الوحدة ويبلغ طول جانبها L_p / τ_p عند الحد الفاصل 2 للوصلة p - n :

$$J_{p-eq} = e L_p P_{no} / \tau_p \qquad (٢٥)$$

$$J_n = J_{n-eq} = e L_n n_{po} / \tau_n \qquad (٢٦)$$

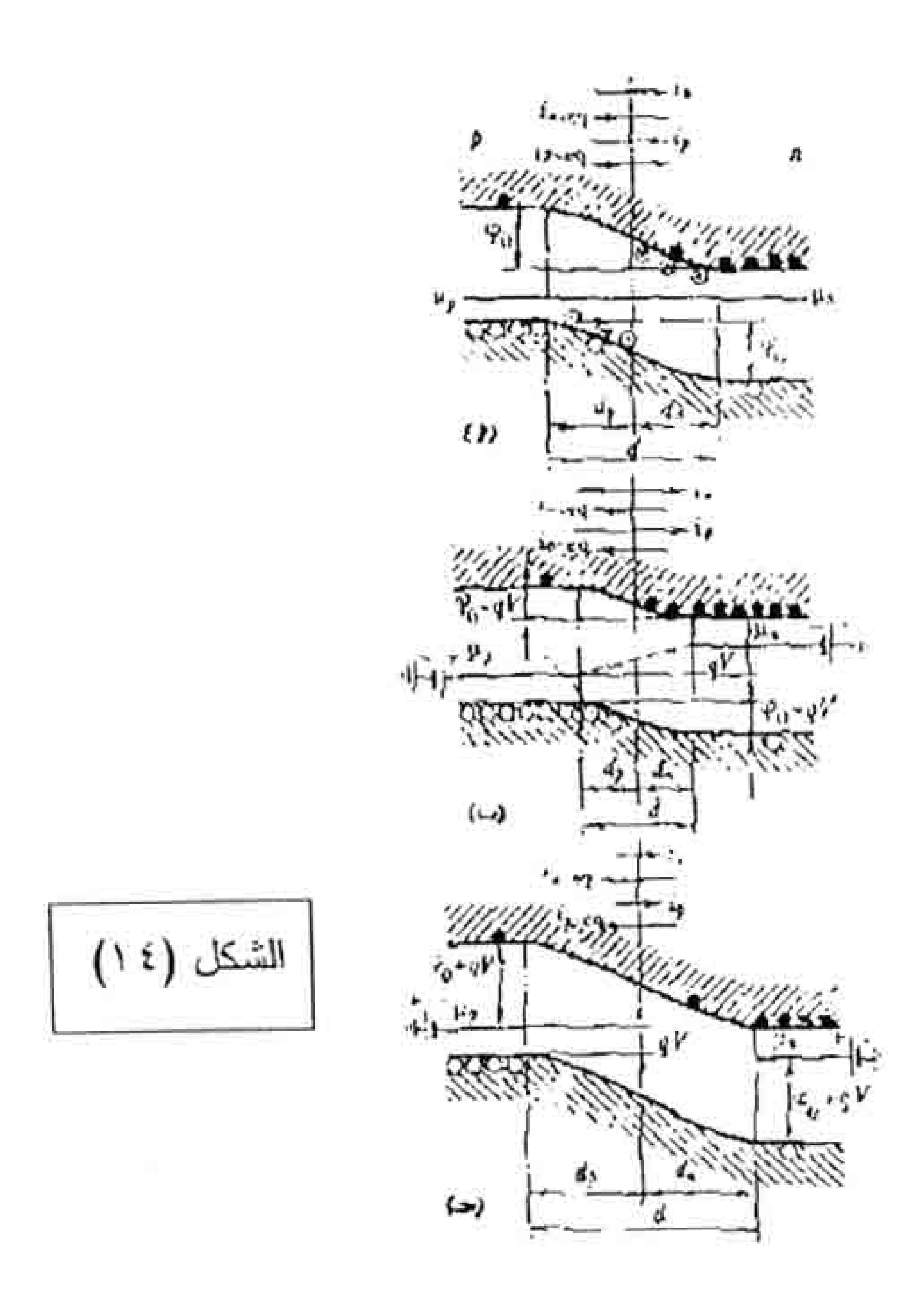
$$J_p = J_{p-eq} = e L_p p_{no} / \tau_n$$

(ب) التيار الأمامى :

نؤثر بجهد أمامى v على الوصلة p - n وهى فى حالة الإتزان ، الشكل (١٤ أ) وبتوصـــيل الطـــرف الموجـــب لوحدة قدرة بالمنطقة الموجبة والطـــرف الســـالب بالمنطقة السالبة [الشكل (١٤ أ (ب)] يعمل هذا الجهـــد على خفض حاجز الجهد للحاملات السائدة إلى $\varphi_0 = eV$ لهذا فإن فيض الإلكترونات من المنطقة السالبة إلى المنطقة الموجبة)

$(p \blacktriangleleft n_{\bar{n}})$ وفيـــض الفجوات من المنطقة الموجبة إلى المنطقة السالبة سيزدادان أسياً تبعاً للدالة الأسية $\exp \frac{qv}{k_B T}$ مع زيـــــادة مماثلة فى كثافة التيار لحاملات الشحنة السائدة

(I_p, I_n) :



الشكل (١٤)

$$Jn = e L_n n_{po} \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) / \tau_p , \quad J_p = e L_p P_{no} \exp (\quad \tau_p)$$

وفى نفس الوقت نجد أن كثافتى حاملات التيار غير السائدة (i_{n-eq})، (i_{p-eq}) للذين لا يتوقف مقدارهما على ارتفاع حاجز جهد الوصلة p – n إذ يظلان بنفس القيمة التى تعبر عنها المعادلة (٢٦) . لذلك فإن الـتيار الكلى الذى يسرى فى الوصلة n – p التى يؤثر عليها جهد V والذى يرمز له J_f لا يساوى الصفر ولكن

$$J_f=(J_n-J_p)-J_{n-eq}+J_{p-eq}) = e \left(\frac{L_n}{\tau_n} n_{po} + \frac{L_p}{\tau_n} P_{no}\right) \quad \frac{L_p}{\tau_p} \quad (e^{eV/KBT}-1) \qquad (٢٧)$$

(ج) التيار الخلفى :

نؤثـــر الآن بجهـــد خلفى v - على الوصلة n – p بتوصيل الطـــرف الســـالب لمصدر القدرة بالمنطقة الموجبة وتوصيل الطرف الموجـــب بالمنطقة السالبة ١٦ الشكل (١٤ جـــ) ، يعمل هذا الجهد عـــلى رفع حاجز الجهد للوصلة n – ρ إلى $\varphi_0 + e V$ ونتيجة لذلك يقـــل فيـــض الحاملات السائدة $p \rightarrow n_n$ و $n_p \rightarrow n$ أسياً تبعاً للدالة $\exp \frac{eV}{k_B T}$ وتقل التيارات J_p ، J_n بنفس الكيفية ويكون :

$$J_n = e L_n n_{po} \exp \left(\frac{eV}{k_B T} V \;/\; \tau_n\right)$$

$$\frac{-Fv}{k_B T}$$

$$i_p = e\, L_p\, \rho_{no} \exp \qquad / \ \tau_p$$

ويكون التيار الكلى الذى يسرى فى الوصلة والذى يسمى التيار الخلفى هو

$$L_r = (J_n + J_p) - (J_n - e_q) = e \left(\frac{L_n}{\tau_n} n_{po} + \frac{L_p}{\tau_p} p_{no} \right)$$

$$(٢٨) \quad [\ \exp \left(\frac{-ev}{k_B T} \right) / \tau p \ ]$$

(٢) الخاصية المميزة تيار – جهد :

بـــربط المعادلتين (٢٧) ، (٢٨) نحصل على معادلة المنحنى المميز للتيار – جهد للوصلة $\rho - n$

$$(٢٩) \quad J = e \left(\frac{L_n}{\tau_n} n_{po} + \frac{L_p}{\tau_p} P_{no} \right) \left(\exp \frac{\pm eV}{k_B T} - 1 \right)$$

حيـــث $V > 0$ هو الجهد الأمامى ، $V < 0$ هو الجهد الخلفى وعند تحـــليل هـذه المعادلة نجد أنه : عند زيادة الجهد الخلفى V – تؤول الدالة $\left(\exp \frac{eV}{k_B T} \right)$ إلى الصفر . ويؤول

والمقـــدار $\left[\left(1 - \exp \frac{-ev}{k_B T} \right) \right]$ – إلى ١ – وتبعاً لذلك تصل كثافة التيار i_r إلى نهايتها الحدية .

$$(٣٠) \quad J_{eq} = - e \left(\frac{L_p}{\tau_p} n_{po} + \frac{L_n}{\tau_n} P_{no} \right)$$

ويطلق عليها اسم كثافة تيار التشبع . ويتم الوصول عملياً لهذه القيمـــة عـــند eV تساوى تقريباً $4\, k_B\, T$ أى عند $V \approx 0.1$ فولت

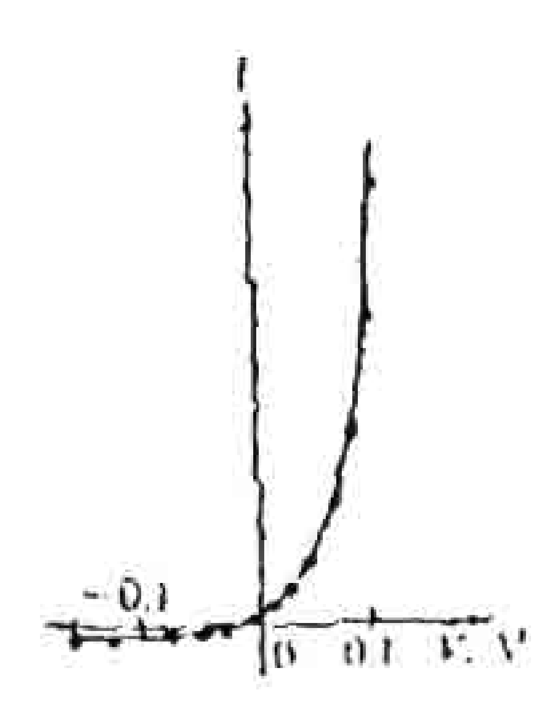
ومـــن المعادلة (٣٠) نتبين أن J_{eq} يمكن تعيينها بفيض الحاملات غير السائدة خلال الوصلة $p - n$.

ونظـــراً لأن تركيـــزاتها ليست كبيرة تكون J_{eq} صغيرة فى الوصـــلة $p - n$ للجرمانيوم من نفس النوع الذى نعالجه هنا $(n_{no} \approx$ $p_{po} \approx 10^{22}\ m^{-3})$ عـــند درجة حرارة الغرفة وتقابلها كثافة تيار = 10^{-2} أمـــبير / م٢ وتكـــون القيمـــة فى حالة وصلات $p - n$ من السيليكون أقل كثيراً .

وعندما يؤثر جهداً أمامى V على الوصلة $p - n$ تزداد كثافة الـــتيار فى الوصـــلة حـــتى تصـــل إلى قيمة كبيرة عند جهود صغيرة بالتعويض من المعادلة (٣٠) فى المعادلة (٢٩) نحصل على :

$$J = J_{eq} \left(\exp \frac{\pm eV}{k_B T} - 1 \right) \qquad (٣١)$$

ويوضـــح الشـــكل (١٥) رســـماً تخطيطياً للمنحنى المميز تيار جهد الوصلة $(p - n)$ يتفق مع المعادلتين (٢٩) ، (٣١)



الشكل (١٥)

تم تمثيل التيار الأمامي والتيار الخلفي في الشكل بمقاييس رسم مختـــلفة نظراً لأننا لو استخدمنا نفس مقياس الرسم المستخدم في التيار الأمــــامي في حالــــة التيار الخلفي فإن الجزء الممثل من المنحنى للتيار الخلفي ينطبق على الإحداث x (احداثي فرق الجهد).

فعند $V \quad V_r = \frac{1}{2}$ تكون كثافة التيار العكسي $Jr = J_{eq}$

وعند $V \quad V_r = \frac{1}{2}$ تكون كثافة التيار الأمامي

$$J_{eq}\, e \quad 20 \quad 0.5 = J_{eq}\, e \approx J_{eq}\, e^{20} \approx J_{eq} \times 10^{9}$$

نظـــراً K_BT تســـاوى تقريـــباً 0. 025 الكـــترون فولــــت عـــند $T = 300$ كـــلفن. مـــن هذا نرى أن نسبة J_f التقويم عند هذا الجهد هي $\approx 10^{9}$ ، وهـــذا يـــدا على أن الوصلة $p - n$ يكون لها موصلية موحدة الاتجاه .

(د) تدهــور خصــائص الــتقويم عــند درجات الحرارة العالية: تبعاً للمعادلة

$$\rho_{no} = n_i^2 / n_{no} \ , \ n_{po} = n_i^2 / p_{po}$$

حيث :

$$n_i = 2\left(\frac{2\pi\sqrt{m_n m_p kT}}{h^2}\right)^3 \exp\left(^{-Eg/2k_B T}\right)$$

ويمكنــنا بســهولة أن نــرى أن n_i سترتفع بسرعة مع زيادة درجة الحرارة فى حين يظل

n_i ثابتة عملياً . لذلك يمكن أن تصبح $\rho_{po} \approx N_a$ و $n_{no} \approx N_d$ عــند درجــة حــرارة ما كبيرة إلى الحد n_{no} أو p_{po} عندئذ ستكون تركيــزات الحاملات غير السائدة عالية إلى الحد الذى تساوى فيه مع تركيزات الحاملات السائدة .

$$\rho_{no} = n_i^2 / n_{no} \approx n^2_{no} / n_{no} = n_{no} \ ,$$

$$n_{po} = n_i^2 / p_{po} \approx p^2_{po} / p_{po} = p_{po}$$

وفى هــذه الحالــة يكون الجهد الحاجز للوصلة $\rho - n$ المسئولة عن خصائص التقويم .

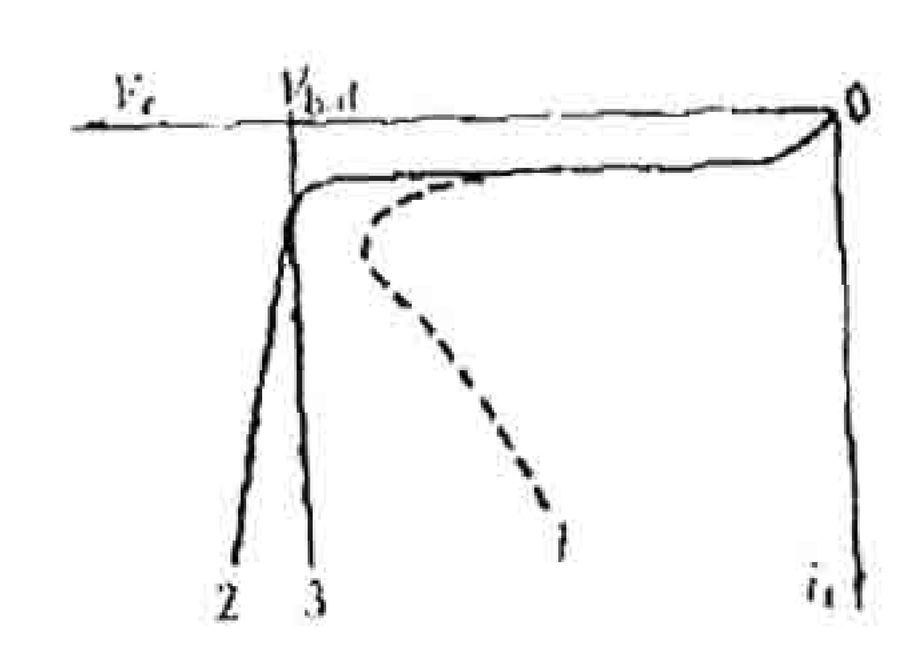
$$\varphi_0 = k_B T \, L_n \frac{n_{no}}{p_{po}} \approx k_B T \, l_{n1} \approx 0$$

ومن المعادلة السابقة التى تستخدم فى تعيين n_i نتبين أنه مع زيــادة درجــة الحرارة المناظرة يزداد إتساع النطاق الممنوع (الفراغ الطاقى E_g)فى شبه الموصل ولوصلات الجرمانيوم $n-\rho$(E_g= 0.062 الكــترون فولت) وتتراوح أعلى درجة حرارة تشغيل بين 90 – 75

ســيليزيوس فى حيــن أن وصــلات الســيليكون ρ–n (E_g = 1.12 الكترون فولت) يمكن أن تصل أعلى درجة حرارة تشغيل إلى 150 سيليزيوس .

(هـ) إنهيار الوصلات ρ – n :

مــع الــزيادة المستمرة للجهد الخلفى يمكن أن نصل إلى جهد إنهيــار $V_{b.d}$ حيث تنخفض مقاومة الطبقة الحاجزة بشدة ويزداد التيار الخــلفى أيضاً بشدة . تعرف هذه الظاهرة بإسم ظاهرة إنهيار الوصلة ρ – n الشكل (١٦)



الشكل (١٦)

وتوجد أنواع مختلفة من أنواع الإنهيار :

الإنهيارات الحرارية

تحـــدث الإنهيـــارات الحرارية – النفقية (زينر – Zener) والإنهيـــار الإنهمـــارى (Avalanche) وذلك تبعاً لطبيعة العمليات الفيزيائية التى تسبب نمو التيار الخلفى فجأة .

يحـــدث الإنهيار الحرارى عندما لا تتم إزالة الحرارة المتولدة بالـــتيار الخلفى الذى يسرى فى الوصلة والذى يؤدى إلى إرتفاع درجة الحـــرارة . ويؤدى الإرتفاع فى درجة الحرارة إلى زيادة التيار الخلفى وهـــذا بـــدوره يـــرفع درجة الحرارة اكثر وأكثر . وتكون النتيجة هى الإنهيـــار الحـــرارى للوصـــلة . الصفات التى تميز التيار فى مثل هذا الإنهيار موضحة فى الشكل (١٦) المنحنى رقم 1 .

وعـــندما تكون شدة المجال الكهربى فى الوصلة مرتفعة بقدر كـــاف تـــتأين ذرات شـــبه الموصل بالتصادم وينتج عن هذا الإنهيار الإنهمـــارى الذى يعمل على زيادة تركيز حاملات التيار وهذا موضح فى الشكل (١٦) المنحنى 2 .

فى حالـــة الوصلات الضيقة يتولد مجال كهربى بدرجة كافية تجعـــل الإلكترونات تمر فى أنفاق خلال حاجز الوصلة ρ – n ونتيجة لذلـــك يحـــدث الإنهيار الذى يسمى الإنهيار النفقى أو إنهيار زينر مثل هذا الإنهيار موضح فى الشكل (١٦) المنحنى 3

وفى معظم الحالات يكون لانهيار الوصلة ρ – n تأثير ضار يحد من الاستخدام العملى لهذه الوصلة ، وفى نفس الوقت استخدم هذا الـــتأثير فى تطوير مدى واسع من نبائط أشباه الموصلات التى تسمى

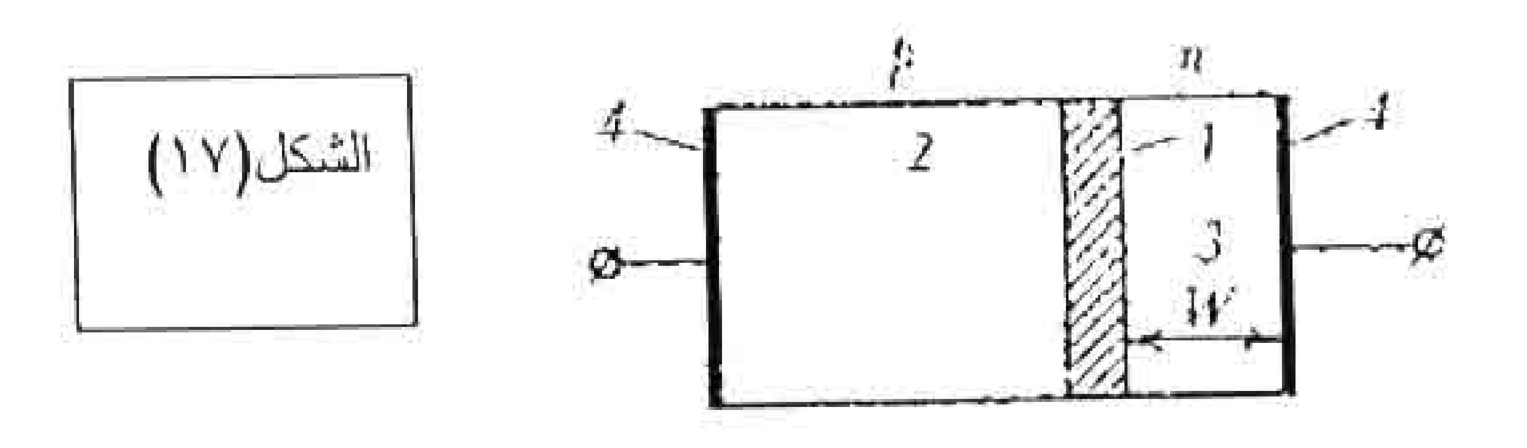
دايـــودات زيـــنر المستخدمة كمنظمات جهد والتى سنناقشها فى الفقرة التالية.

(٢-٥) المبادىء الاساسية لنبائط وصلات أشباه الموصل $\rho - n$

نعـــلم الأن أن الـــتقدم السريع فى الكرونيات أشباه الموصلات هى النـــتيجة المباشرة لتطوير تقنية الوصلة $\rho - n$ التى على اساسها تـــم تصميم نبائط مختلفة من أشباه الموصلات والمبادىء الاساسية لها نعرضها فيما يلى :

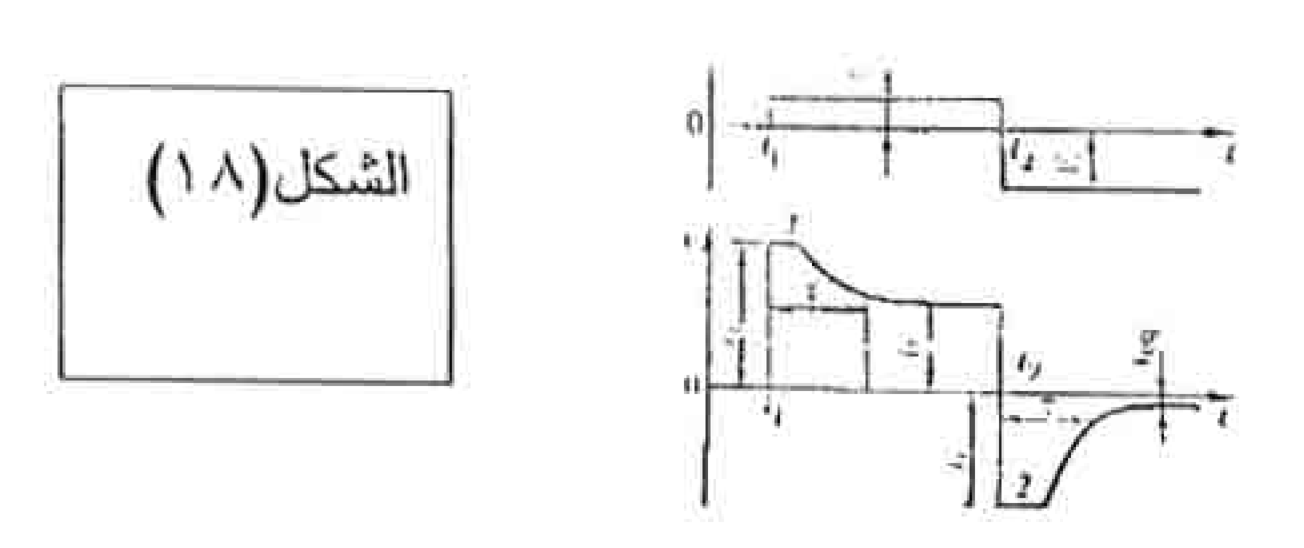
(١)<u>الديودات المستخدمة فى التقويم</u>

الخاصية تيار – جهد غير الخطية للوصلة $\rho - n$ الموضحة فى الشـــكل (١٥) تساعد فى استخدامها لتقويم التيار المتردد . فنبيسط شبه الموصل ذات الطرفين التى تفى بهذه الوظيفة تسمى ديودات أشباه الموصـــلات المســـتخدمة فى الـــتقويم ويوضـــح الشكل (١٧) الرسم الـــتخطيطى لمـــثل هذا الديود . ويتكون من وصلة $\rho - n$ والمنطقتان السالبة والموجبة هى المنطقتان 2 , 3 والوصلات الأومية 4 وتسمى



الشكل(١٧)

مـــنطقة المقاومـــة النوعية العالية للبلورة بإسم قاعدة الدايود فى الحالة الموضحة بالشكل تكون هى المنطقة السالبة وإتساعها W .


الشكل(١٨)

وفى وقتـــنا الراهن فإن دايودات الوصلة ρ– n المستخدمة فى التقويم مصـــنعة فى معظمها من السيليكون . وتصل كفاءة هذه الدايودات إلى حوالى 100% وتتميز بصغر كتلتها وصغر أبعادها وسهولة إستخدامها . وهـــذا يجعلها أوسع إستخداماً فى هذه التطبيقات . وأنواع الدايودات المختـــلفة مصـــممة لتقويم التيارات التى تتراوح كثافتها من عدة مللى أمبيرات إلى عدة الاف من الأمبيرا.

وفى حالة التيارات العالية توصل الدايودات على التوالى وتقع قيمـــة النهاية العظمى للجهد الخلفى من أنواع مختلفة فى مدى يتراوح بيـــن 50 – 60 فولـــت وقد تكون أعلى من ذلك فى بعض الدايودات الخاصة . وعند إستخدامها كمقومات للجهود العالية . توصل الدايودات عـــلى التوالى وتقع التيارات الخلفية للأنواع المختلفة من المقومات فى مـــدى يـــتراوح مـــن بعض أجزاء الميكرو أمبير وعشرات من المللى أمبيرات .

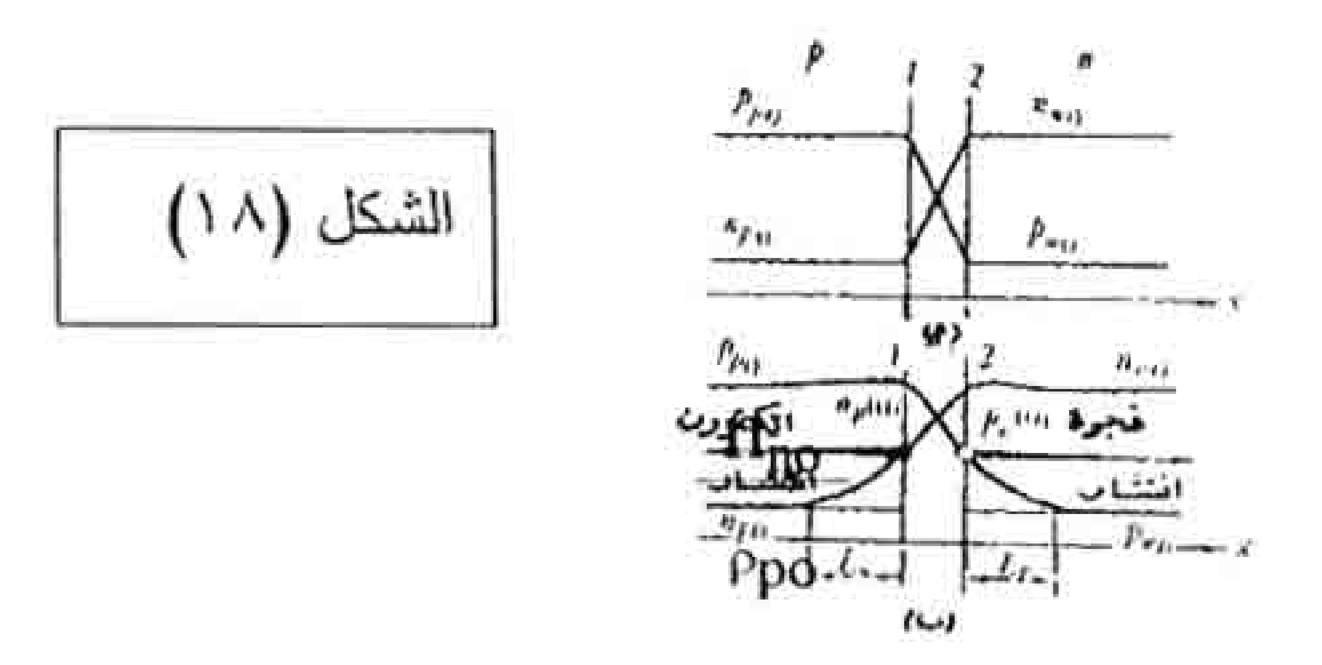
(٢) الدفع والدايودات عالية التردد

والمجـــال المهم الثانى لتطبيقات دايودات أشباه الموصلات هو مجـــال الدفع الإلكترونى ، إلكترونيات الحاسب الآلى ، التحكم الذاتى ، والنبائط ذات الترددات العالية جداً (VHF).

فى مـــثل هـــذه التطبيقات يكون الدايود مطلوباً لتوليد نبضات مداهـــا الزمـــنى كـــبير جداً ومعدل تكرارها كبير جداً . لذلك فإن أحد

متطلـبات هذه الدايودات المصممة لمثل هذه الدوائر تتمثل فى سرعة التشـغيل أى فى سـرعة القطع والفتح من الحالة المباشرة إلى الحالة العكسـية . ولمعـرفة ما يحدث عند نشأة هذه الحركة . سنعرض فيما يلى العمليات الفيزيائية التى تحدث عند فتح الوصلة $\rho - n$

يوضـح الشكل (١٨ أ) توزيع حاملات الشحنة السائدة وغير



الشكل (١٨)

السائدة فى المنطقتين الموجبة والسالبة لوصلة $\rho - n$ متزنة . فعندما يؤثـر جهد مباشر V على الدايود فإن حاجز الجهد لتلك الوصلة يهبط بمقـدار e V فى حين أن فيض الحاملات السائدة خلال الوصلة يزداد أسياً تبعاً للدالة $\exp \frac{n_{no}}{p_{po}}$

ونـتيجة لذلـك يـزداد تركيز الفجوات عند الحد الفاصل 1 ويزداد تركيز الألكترونات عند الحد الفاصل 2 بحيث يكون

$$\rho_n (0) >> \rho_{no}$$

$$n_p (0) >> n_{po}$$

على التوالى ، الشكل (٢١ ب) .

□ ولسريان تيار مباشر يكون ضرورياً سحب حاملات الشحنة تلك إلى قطعة شبه موصل

سوف تسحب الفجوات إلى المنطقة السالبة والإلكترونات إلى المنطقة الموجبة . وإعادة إتحاد حاملات الشحنة غير السائدة هذه تحدث فى المنطقتين أو عند الوصلة إذا كان إتساع المناطق صغيراً عند مقارنته بطول الإنتشار بها . وتبدأ إزالة الحاملات الشحنة غير السائدة إما بواسطة الإنتشار الذى يكون معدله أعلى كلما كان منحدر التركيز.

($\frac{\Delta P}{\Delta x}$) عند الحد الفاصل كبيراً وكذلك $\frac{\Delta n}{\Delta x}$ للإلكترونات

عند الحد الفاصل فى بعض الدايودات الخاصة بواسطة إنزياح المجالات الكهربية الناشئة . فى اللحظة الأولى بعد تأثير الجهد الأمامى [الشكل (١٨ج)] يكون هذا المنحدر كبيراً جداً نظراً لأن الفجوات المنتقلة للمنطقة السالبة والإلكترونات المنتقلة للمنطقة الموجبة تتركز فى طبقات ضيقة بجوار الحدين الفاصلين 2، 1 لذلك يكون التيار الأمامى الأولى فى الدايود عالياً يحده عملياً مقاومة المنطقة الموجبة الجزء ١ من الشكل (١٨د) وعند دخول الفجوات المنطقة السالبة والإلكترونات المنطقة الموجبة تنخفض منحدرات تركيزها وهو نفس ما يحدث للتيار الأمامى .

(الشكل١٨د) وبعد فترة زمنية تساوى العمر الزمنى لحاملات الشحنة غير السائدة τ أو زمن إنتقال الحاملات الشحنة غير السائدة τ أو زمن إنتقال الحاملات غير السائدة من الحدين الفاصلين 1 ، 2 إلى

مــنطقة التوصــيل 4 وهــو عادة أقصر . وتتولد حالة منطقة توزيع مستقرة للفجوات فى المنطقة السالبة وللإلكترونات فى المنطقة الموجبة (الشــكل ١٨ب) ويفترض من الشكل (١٨ ب) أن التقويم يصل إلى قيمته العادية التى يوضحها الشكل (١٨ د) .

وعــندما تقفــل أو تفــتح الدايودات فى الحالة الخلفية بدلاً من الحالة الأمامية كما فى الشكل (١٨ج) يكون التيار العكسى الأولى عالياً جــداً نظــراً لأن تركيــزات حاملات الشحنة غير السائدة عند الحدين الفاصلين 2 , 1 المسئولة عن هذا التيار تكون عالية .

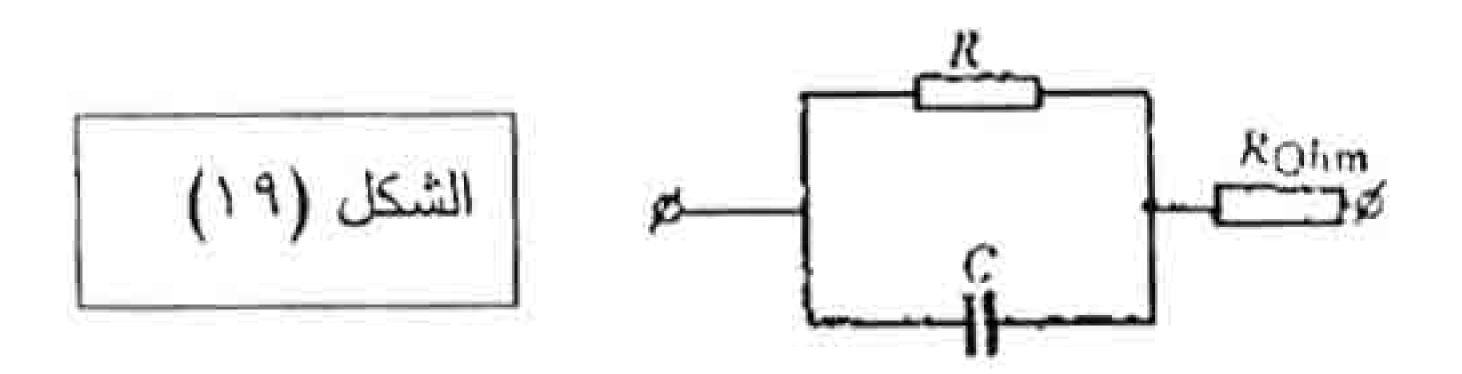
مقدار التيار تحده مقاومة المناطق الموجبة فى الديود (الجزء 2 مــن الشكل ١٨ د) ومع الزمن يتلاشى المزيد من الحاملات عند الحدود الفاصلة تدريجياً وتنخفض تركيزاتها إلى قيم متزنة n_{po} , ρ_{no}) (ويعود التيار الخلفى إلى قيمته العادية ، الشكل (١٨د) تستغرق هذه العمــلية نفــس الــزمن كمــا فى الحالة الولى (العمر الزمنى أو زمن الإنتقال)

. لهــذا عــند قفل أو فتح دائرة تحدث عملية إنتقال (لحاملات الشــحنة المتراكمة) فى حالة جهد الإنحياز الأمامى و تبديد الحاملات فى حالــة جهد الإنحياز الخلفى فإن هذا يحد من سرعة فتح الدائرة أو قطعهــا . ونظراً لأن تلك العمليات تستغرق فترة تساوى تقريباً العمر الزمــنى لحــاملات الشــحنة غير السائدة τ النقص فى τ يزداد مع ســرعة القفل أو الفتح وهذا يجعل من الممكن أن تصبح τ أقصر ما

يمكـــن . وثمـــة طريقة أخرى هى إنقاص زمن إنتقال الحاملات بجعل الدايودات رفيعة بقدر الإمكان (عدة ميكرونات أو أقل) .

بناء على ما ذكرنا سابقاً يمكننا أن نستنتج أن الوصلة ρ – n تسلك بالنسبة إلى إشارة قصيرة مترددة كمقاومةR متمركزة فى الطبقة الحاجزة على التوازى مع مكثف C للوصلة ρ – n، (الشكل ١٩).

وعندما يؤثر جهد إنحياز أمامى فإن التيار الأولى خلال دايود هـــو الـــتيار الـــذى يشحن المكثف C قد يكون هذا التيار كبيراً بدرجة



الشكل (١٩)

كافية.عندما يؤثر جهد بعد الإنحياز الخلفى على دايود

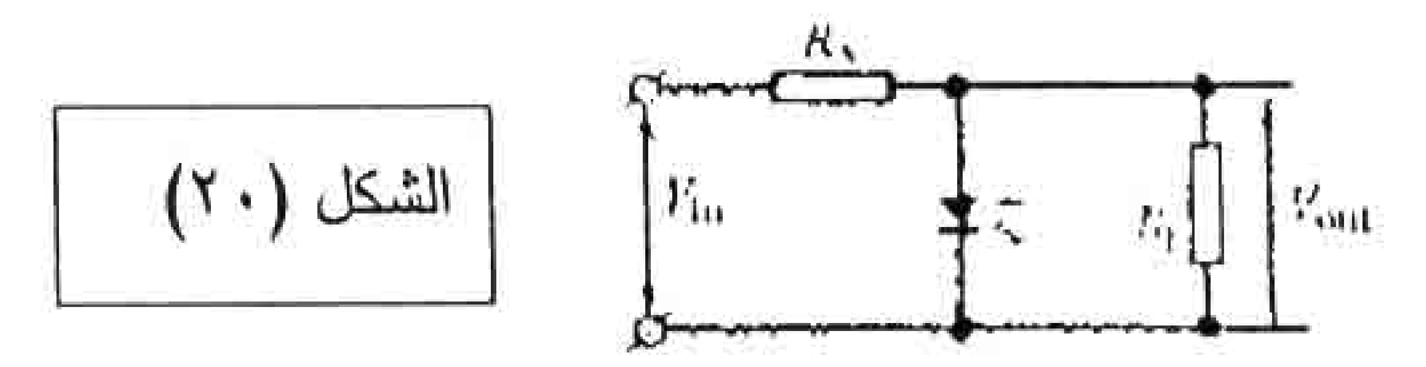
فـــإن الـــتيار الخـــلفى الأولى هو تيار تفريغ المكثف وهذا التيار كبير بدرجـــة كافية . ولتحسين سرعة دايود 1 وزيادة فاعلية التردد العالى يكـــون من الضرورى انقاص السعة C للوصلة ρ – n هذه العملية تـــتم بإنقـــاص مساحة الوصلة ρ – n إلى أقل ويساعد ما يمكن هذا القياس وغيره من القياسات فى انقاص سرعات القفل والفتح إلى 10^{-9} تقريباً ورفع الترددات العاملة إلى 10^{9} هرتز .

منظمات الجهد

تسبب الزيادة الصغيرة فى الجهد الخلفى فى المدى الذى يسبق الإنهيـــار زيـــادة فى التيار الخلفى ، [ارجع للشكل ١٦] يستخدم هذا التأثير لتثبيت الجهد وتسمى النبيطة بإسم دايود زينر المنظم للجهد .

ويوضـــح الشـــكل ٢٠ أبسط رسم تخطيطى لدائرة منظم جهد موحد الاتجاه باستخدام دايود زينر .

وعـــندما يزداد جهد الدخل V_{in} تنخفض مقاومة الدايود فجأة



الشكل (٢٠)

مســـبباً زيادة إنخفاض الجهد عبر المقاومة R_v ، ويمكن أن يظل جهد الخرج V_{out} ثابتاً .

<u>الدايودات النفقية Tunnnel diodes</u>

توجد بعض نبائط شباه الموصلات ذات أهمية بالغة . وتعرف هـــذه النبائط بإسم دايودات نفقية تستخدم ظواهر ميكانيكا الكم يتحرك الإليكترونيات فى أنفاق خلال حاجز ضيق .

وتـــتكون هـــذه الدايـــودات من أشباه موصلات مطعمة بوفرة (*أشـــباه موصـــلة منحلة*) فيها لا يقع منسوب فيرمى فى نطاق الطاقة

الشكل (٢١)

الممـــنوع وإنمـــا يقـــع كما فى حالة الفلزات فى نطاق التوصيل لشبه الموصل السالب أو فى نطاق التكافؤ لشبه الموصل الموجب . ويوضح الشـــكل (٢١ أ) رسما تخطيطياً لنطاق الطاقة لدايود نفقى فى حالة اتـــزان يتـــبين مـــنه وجـــود تراكب جزئى لنطاق التكافؤ فى المنطقة الموجـــبة ونطـــاق التوصـــيل فى المنطقة السالبة . يتيح هذا امكانية تحـــرك الإلكترونات فى انفاق من المنطقة السالبة إلى المنطقة الموجبة (الفيـــض 1) ومن المنطقة الموجبة إلى المنطقة الموجبة إلى المنطقة الســـالبة (الفيض 2) ويكون الفيض 1 للتيار النفقى العكسى والفيض 2 للتيار المباشر .

وفى حالـــة عـــدم وجـــود مجال خارجى تكون هذه التيارات متساوية وينعدم التيار الكلى خلال الوصلة .

وعـــندما يؤثر جهد مباشر على الوصلة يصبح تراكب المنطقة أقـــل ، (الشـــكل ٢١ ب) ويـــزداد الفيض 2 بحيث يصبح أكبر من الفيـــض 1 ، لذلك يمر تيار مباشر خلال الوصلة يزداد مع زيادة الجهد المباشـــر V حتى يصل إلى قيمة عظمى يناظر جهداً ينطبق عنده قاع نطاق التوصيل للمنطقة السالبة على منسوب فيرمى للمنطقة الموجبة ، الشكل (٢١ج) .

وعند زيادة V أكثر وأكثر يقل التيار المباشر بسبب النقص فى عـــدد المناســـيب المشـــغولة للمنطقة السالبة التى تقع مقابل المناسيب الخاليـــة للمنطقة الموجبة ، الشكل (٢١د) وعند جهد Vينطبق عنده

نطاق التوصيل للمنطقة السالبة على قمة نطاق التكافؤ للمنطقة الموجبة وينعدم تراكم المنطقة ، الشكل (٢١) وينعدم التيار النفقى

ومـــع ذلـــك يظهـــر تيـــار مباشر صغير كما فى حالة الدايود العادى. وترتفع قيمته بسرعة مع أى زيادة مستمرة فى V متمشياً مع المعادلة (٢٧) ، والشكل (٢١و) .

ثمـــة ظاهـــرة ملحوظة للدايودات النفقية هى منطقية المقاومة التفاضـــلية السالبة . (المنطقتان 1-2 فى خصائص مميزة تيار – جهد المشابهة لتلك فى حالة دايود جن) وهذا يجعل من الممكن إستخدام تلك الدايودات فى مولدات ذبذبات التيارات العالية جداً التى تصل تردداتها إلى حـــوالى 10^{11} هرتز ويعد الدايود النفقى واحداً من النبائط الأولى الـــتى يكـــون زمـــن القفل والفتح فيها جزءاً من النانو ثانية " 10^{10} " ثانيـــة . وهـــذا يجعـــل مـــن الممكـــن استخدامها فى الدوائر النبضية للحاسبات الرقمية وفى دوائر تحكم مختلفة فقط حاملات الشحنة السائدة هى الفعالـــة فى الديـــودات الـــنفقية وهذا يجعلها أقل حساسية للإشعاع المؤين من نبائط أشباه الموصلات ثنائية القطب .

ولهذه الحقيقة أهمية خاصة فى اكتشاف الفضاء . ويعد التطور فى الدايـــودات الـــنفقية أحـــد الأمثلة المتميزة لاستخدام ميكانيكا الكم وأصـــبحت بمثابة وسيلة عالية القدرة فى مجال الهندسة التى يمكن أن تشارك بنصيب فعال فى تقدم التقنية الحديثة .

أسئلــــــــــــــــــــة

١- عرف كلاً من

أ) دالة الشغل

ب) فرق جهد التلامس

جـ) التقويم

٢- مستعيناً بالرسم اشرح تأثير الطبقات الماصة على دالة الشغل

٣- بين كيف ينشأ فرق جهد التلامس لوصلة بين فلزين

٤- مستعيناً بالرسم اشرح تأثير مجال التلامس (مجال الوصلة) على مناسيب طاقة شبه موصل لوصلة فلز – شبه موصل .

٥- اشرح كيف تستنتج علاقة لحساب اتساع حاجز الجهد لوصلة فلز – شبه موصل

٦- ما هى الخطوات الأساسية لتحضير وصلة p – n

٧- اشرح بإيجاز حالة إتزان الوصلة p – n مع الرسم

٨- اشرح خصائص التقويم بواسطة الوصلة p – n

٩- ما أنواع الإنهيار فى الوصلة p – n مع كتابة نبذة عن كل نوع

١٠- أكتب نبذة عن كل منهما :

أ) منظمات الجهد .

ب) الدايودات النفقية .

الباب الثالث

الظواهر الكهرحرارية

والجلفانومغنطيسية

الباب الثالث

الظواهر االكهروحرارية والجلفانومغنطيسية

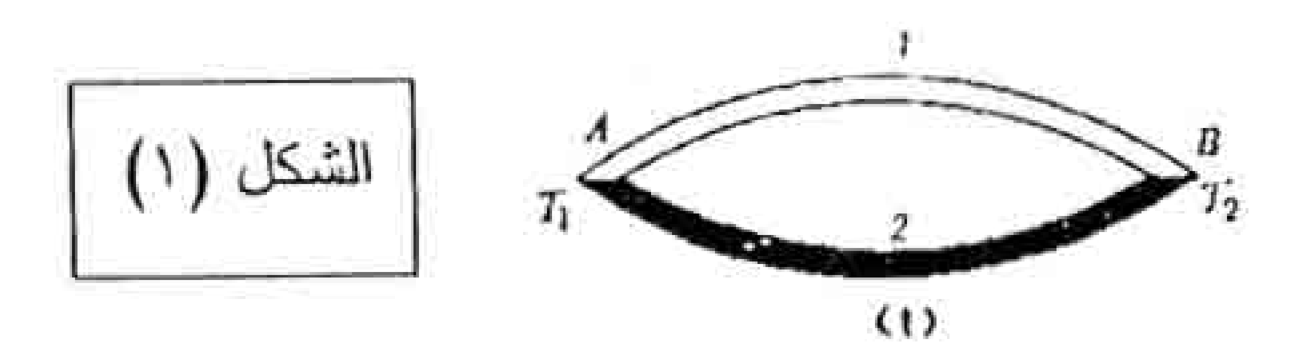
Thermoelectric and Galvanomagnetic phenomena

تتضـــمن الظواهـــر الكهروحـــرارية تأثيـــرات سيبك وبلتييه وطومسون . وتتضمن الظواهر الجلفانومغنطيسية تأثيرات هال وايتينج هـــاوزن ونرســـت . ولقـــد وجـــدت بعض هذه الظواهر طريقها إلى التطـــبيقات العمـــلية ، لذلك فإن إمعان النظر فى هذه الظواهر لن يلق اهتماماً من الوجهة التعليمية فحسب بل من الوجهة التطبيقية .

وسنحاول فيما يلى عرض الخلفية الفيزيائية لتلك الظواهر :

(٣-١) تأثير سيبك The Seebeck effect

اكتشف سيبك عام ١٨٢٢ أن قوة دافعة كهربية V_T تتولد فى دائـــرة تـــتكون من موصلين 1 , 2 من مادتين مختلفتين وإذا حفظت الوصلتان A , B لهذين الموصلين فى درجتى حرارة مختلفتين , T_2 T_1 ، الشكل (١ أ) فإن هذه القوة الدافعة الكهربية تسمى " القوة الدافعة



الشكل (١)

الكهروحرارية" .

وأوضـــحت التجارب أنه فى مدى ضيق من درجات الحرارة تكــون القــوة الدافعـــة الكهروحرارية متناسبة مع الفرق بين درجتى حرارة الوصلتين :

$$V_T = S (T_2 - T_1) \qquad (١)$$

ثابت التناسب هنا يتعين من العلاقة

$$S = d V_T / d_T \qquad (٢)$$

ويســمى القــوة الدافعة الكهرحرارية التفاضلية أو النوعية كما يسمى معامل سيبك Seebeck coefficient . ويتوقف على مادة الموصلين وعلى درجة الحرارة .

وتوجد ثلاثة مصادر للقوة الدافعة الكهروحرارية هى :

(١) الــتيار الاتجاهى لحاملات الشحنة فى الموصل الناتج عند تــدرج درجـــة الحـــرارة (المركـــبة الحجميـــة V_v Volumetric (component

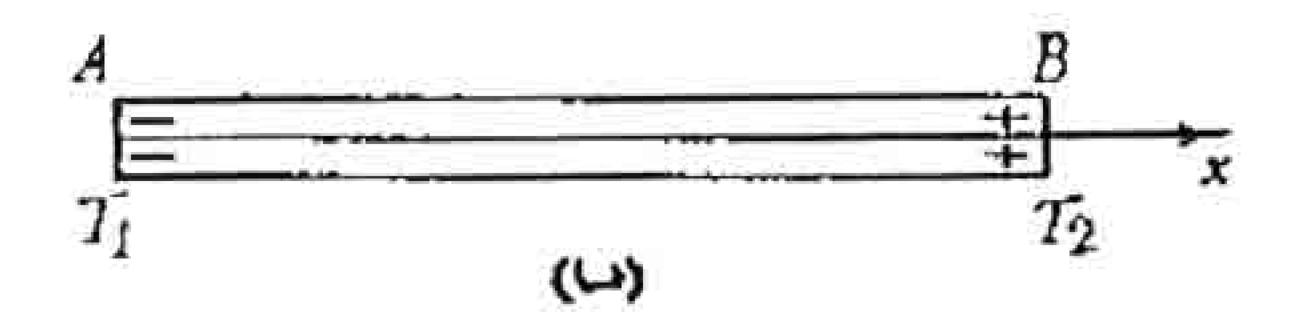
(٢) تغير موضع منسوب فيرمى (مركبة الوصلة junction (compnent V_d

(٣) انجـراف الالكترونـات بواسـطة الفونونـات (فـيما يسمى بظاهرة الإنحراف الفونونى) وسنناقش فيما يلى الطبيعة الفيزيائية لكل من هذه الظواهر .

(٣-٢) المركبة الحجمية للقوة الدافعة الكهرحرارية

لـنأخذ موصـلاً منـتظماً يظـل الفـرق فى درجة الحرارة $(T_2 - T_1)$ ثابتاً عند نهايتيه A , B ، الشكل (١ ب) ،

ومـن ثم يوجد تدرج فى درجة الحرارة $\frac{dT}{dx}$ فى الاتجاه



(ب)

مـن B إلى A . فيكـون لحاملات التيار فى الطرف الساخن طاقات أكبر وسرعات أكبر عن نظيرتها لحاملات التيار عند الطرف البارد . لهـذا ، يسرى تيار فى الموصل من طرفه الساخن إلى طرفه البارد . يقوم هذا التيار بشحن الموصل .

وجديـر بالذكر أن الحالات التى تقوم الإلكترونات فيها بحمل الـتيار تـؤدى إلى تجمـع شحنات سالبة عند الطرف البارد وشحنات موجـبة عـند الطرف الساخن . ونتيجة لذلك يتولد بين الطرفين فرق جهـد V_d . وهـذا هو المركبة الحجمية للقوة الدافعة الكهروحرارية

وتكون القوة الدافعة الكهروحرارية التفاضلية أو النوعية المناظرة لهذا المركبة هى :

$$S_v = \delta V_v / \delta T \quad (٣)$$

ويمكن تقدير S_v كما يلى :

يتعين ضغط الغاز الإلكترونى فى موصل من العلاقة :

$$P = 2/3\, n\, \overline{E} \quad (٤)$$

حيـــث $(\overline{E})$ متوســـط طاقـــة الإلكترونات فى موصل ، n تركيزها .

وبتعبين $\overline{E}$ من العلاقة :

$$(٥)\ E = E_F \left(1 + \frac{3}{5}\left(\frac{5\pi^2}{12}\right)\frac{K_B T^2}{E_F}\right)$$

وينشـــأ عند تدرج درجة الحرارة تدرج فى الضغط ليكافىء ما يولده المجال الكهربى فى الموصل . وبذلك يكون :

$$e\,\varepsilon\,n = \frac{\delta P}{\delta x} = \frac{\delta P}{\delta T}\ \frac{\delta T}{\delta x}$$

ومن هنا يمكن تعيين S_v بسهولة حيث :

$$S_v = \frac{\delta V_V}{\delta T} = \delta\left(\frac{\delta T}{\delta x}\right)^{-1} = \frac{1}{en}\ \frac{\delta P}{\delta T}$$

(٦)

ومن هنا تكون S_v فى موصل من النوع السالب متجهه من الطرف الســـاخن إلى الطـــرف البارد . ومع هذا توجد استثناءات لهذه القاعدة سنناقشها فيما بعد :

(٣-٣) مركبة الوصلة للقوة الدافعة الكهروحرارية

ينشـــأ عن التغير فى درجة الحرارة تغير فى موضع منسوب فيـــرمى . فـــفى موصل من النوع السالب ينخفض منسوب فيرمى فى رسم بيانى الطاقة مع ارتفاع درجة الحرارة .

ونـــتيجة لذلك سيكون منسوب فيرمى عند الطرف البارد أعلى مما هو عليه عن الطرف الساخن كما فى الشكل (٢) . وسيكون الفرق

موصل سالب
وصلة ساخنة
Pb
(أ)
موصل سالب
وصلة ساخنة
Pb
(ب)
موصل موجب
وصلة ساخنة
Pb
(جـ)

الشكل (٢)

بين

موضعى منسوب فيرمى مكافئاً للفرق فى الجهد .

$$d V_j = - \frac{1}{e} \frac{\delta \mu}{\delta T} dT \qquad (٧)$$

وهـــذا هو بالضبط مركبة الوصلة للقوة الدافعة الكهروحرارية وتكـــون القوة الدافعة الكهروحرارية التفاضلية والنوعية المناظرة لهذا المركبة .

هى :

$$Sj = - \frac{1}{e} \frac{\delta x}{\delta T} \qquad (٨)$$

ومن ثم تكون القوة الدافعة الكهروحرارية التفاضلية المحصلة هى :

$$S = \frac{1}{n\,e} \cdot \frac{\delta P}{\delta T} \quad \frac{1}{e} \quad \frac{\delta \mu}{\delta T} \qquad (٩)$$

والمعادلة الأخيرة قابلة للتطبيق على الموصلات بجميع أنواعها .

(٣-٤) القوة الدافعة الكهروحرارية فى الفلزات

بالتعويض عن متوسط الطاقة للإلكترونات لغاز الكترونى منحل من المعادلة رقم (٥) فى المعادلة رقم (٤) ، نحصل على العلاقة التالية لضغط الغاز فى الفلز :

$$P = n\bar{E} = n\,E_F + \frac{n\pi^2}{6\,E_F}(K_B T)^2$$

بتفاضل هذه العلاقة بالنسبة لدرجة الحرارة T مع الضرب فى $\frac{1}{ne}$

$$\frac{2}{3} \quad S_v = \frac{2}{5} \; \frac{K_B}{e} \; \frac{\pi^2}{3} \; \frac{K_B T}{E_F} \qquad (١٠)$$

بالتعويض من (٩) ، (١٠) فى (٨) نحصل على :

$$S_m = - \frac{\pi^2 K_B}{6e} \quad \frac{K_B T}{E_F} \qquad (١١)$$

ويمكن فى حالة الفلزات الحصول على نتائج أكثر دقة باستخدام العلاقة التى تتناسب فيها طاقة الالكترونات طردياً مع مربع المتجه الموجى . وفى هذه الحالة يمكن الحصول على العلاقة التالية :

$$S_m = \frac{\pi^2 K_B}{3e} (1 + r) \frac{K_B T}{E_F} \qquad (١٢)$$

حيث r الأس الذى ترفع له الطاقة فى العلاقة :

$$\lambda \ \alpha \ E^r \qquad (١٣)$$

التى تعبر عن علاقة متوسط المسار الحر للإلكترون بالطاقة .

ويتضــــمن الجــدول ١ قيــم r المناظرة لآليات استطارة اللكترونات المختلفة.

الاستطارة غى الاهتزازات الحرارية

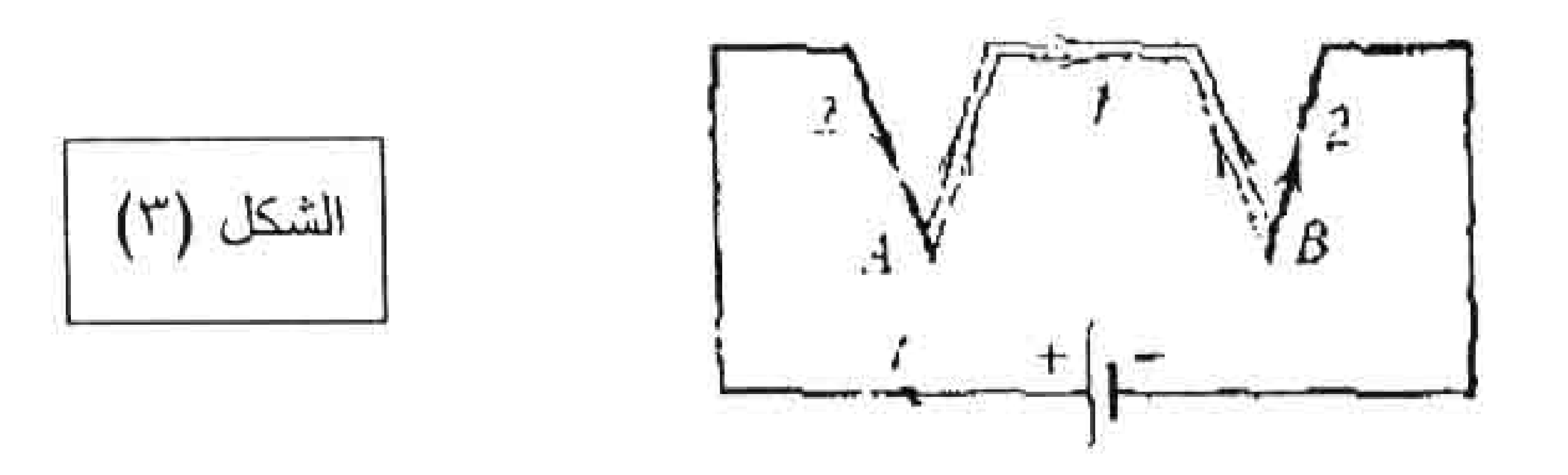
الاستطارة بذرات الشوائب	الشبيكة الأيونية		الشبيكة الذرية
	$T > \theta$	$T < \theta$	
1	½	0	r

ومن المعادلة (١٢) نتبين أن $S_m \ \alpha \ T^2$ للفلزات فى اتفاق تام مـــع النـــتائج التجريبية . ونظراً لأن $K_B T << E_F$ فإن القوة الدافعة الكهرحـــرارية للفلز تكون صغيرة تماماً . فللفضة على سبيل المثال : $E_F = 5.5$ eV , $K_B T = 0.025$ eV عـــند $T = 300K$ ، بالتعويض عن هذه القيم فى العلاقة (١٢) نحصل على $S_m \approx 8x10^{-6}$ V/K وهى أقرب ما تكون إلى القيمة التجريبية $S_m \approx 8x10^{-6}$ V/K

ومـــن المعادلـــة (١٣) نتـــبين أنه عندما تكون $r < 0$ يكون للإلكـــترونات الأكثر طاقة أقصر متوسط مسار حر λ . ونظراً لأن تيـــار الإنتشــــار فى هذه الحالة يكون موجهاً من الطرف الساخن إلى الطـــرف الـــبارد ، ســـتنعكس إشــــارة المركبة الحجمية للقوة الدافعة الكهروحـــرارية . وهـــذا قـــد يســـبب انعكـــاس إشارة القوة الدافعية الكهروحرارية للفلز ككل . مثل هه التأثيرات تتم ملاحظتها على سبيل المثال فى بعض الفلزات الانفعالية وبعض السبائك.

كمـــا سبق أن ذكرنا فإن المعادلة (١٢) تكون صالحة للفلزات عـــندما نـــأخذ فى الأعتـــبار علاقة E_R بمربع المتجه الموجى . وفى الفلزات والسبائك ذات سطح فيرمى المركب ، تختلف اسهامات أجزائه المختـــلفة ليـــس فقط فى القيمة المطلقة بل وفى إشارتها مع الأخذ فى الإعتبار أن القوة الدافعة الكهروحرارية قد تساوى الصفر أو أقرب ما تكـــون إليـــه . وعـــلى ســـبيل المـــثال ، القوة الدافعة الكهروحرارية للرصـــاص تســـاوى الصـــفر . ولهـــذا الســـبب تقـــاس القوة الدافعة الكهروحرارية بالنسبة للرصاص .

الشكل (٣)



يـــتعين اتجـــاه التيار عند الوصلة الساخنة لإزدواج حرارى يتكون من موصل من النوع السالب والرصاص بواسطة قطبية شحنة الموصل .

فــفى الحالـــة العادية عندما تكون الوصلة الساخنة للفلز موجبة الشحنة يســـرى الـــتيار الكهربى من الموصل إلى الرصاص ، الشكل (٣- أ) وفى هذه الحالة تعد القوة الدافعة الكهروحرارية للفلز سالبة .
وفى حالة موصل من النوع السالب ذى شحنة شاذة ، يسرى التيار عند الوصلة الساخنة من الرصاص إلأى الموصل وتكون S موجبة .

وســـتكون S موجـــبة أيضاً لموصل عادى من النوع الموجب عـــندما يكـــون طرفه الساخن موجب الشحنة ، الشكل (ج) ويمر التيار عند هذه الوصلة من الرصاص إلى الموصل

(٣-٥) القوة الدافعة الكهروحرارية لشبه موصل

يتعين ضغط الغاز الالكترونى فى شبه موصل غير منحل من العلاقة

$$P = \frac{2}{3} n\overline{E} = n K_B T$$

بالتفاضل بالنسبة لدرجة الحرارة T والضرب فى نحصل على :

$$(١٤) \quad Sv = \frac{K_B}{e} \left[1 + T \frac{\delta L_n n}{\delta T} \right]$$

ملاحظة :

$$n = 2 \left(\frac{2 \pi m K_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{\mu}{K_B T}}$$

وتؤدى الحسابات الدقيقة إلى أن :

$$(١٥) \quad S_v = \frac{K_B}{q} \left[r ½ + T \frac{\delta L_n n}{\delta T} \right]$$

ويعطى الجهد الكيميائى فى شبه موصل غير منحل بالعلاقة :

$$\mu_n = K_B T \, L_n \quad \frac{n\,h^3}{2\,(2\pi\, mn\, K_B T)^{\frac{3}{2}}}$$

وبتفاضـــل μ_n بالنســـبة لدرجـــة الحرارة والضرب فى $\frac{1}{e}$ نحصل على:

$$(16) \qquad S_j = \left(\left(\frac{K_B}{e} - \frac{3}{2} - \frac{\mu_n}{K_B T} T \frac{\delta L_n}{\delta T} \right) \right.$$

بالتعويض من (١٥) ، (١٦) فى (٨) نحصل على:

$$S_n = -\frac{K_B}{e} \left(r\ \tfrac{1}{2} + 2 \frac{\mu_n}{K_B T} \right)$$

$$(١٧) \qquad = -\frac{K_B}{e} \; r + 2 + L_n \frac{2\,(2\pi\, m\, K_B T)^{\frac{3}{2}}}{n\,h^3}$$

الإشـارة السـالبة فـى الطـرف الأيمـن تتمشـى مع قطبية القوة الدافعة الكهروحرارية حيث تكون :

$$(١٨) \quad Sp = \frac{K_B}{e} \left(r + 2 + L_n \frac{2\,(2\pi\, m\, K_B t)^{\frac{3}{2}}}{n\,h^3} \right)$$

ولـــنحاول الآن حساب قيمة S لشبه موصل غير نقى ، على سبيل المثال ، لجرمانيوم من النوع السالب $n = 10^{23}\ m^{-3}$ عند $T = 300\ K$. بالتعويض عن هذه القيم فى المعادلة (١٨) نحصل على

$S = 10^{-3}$ V/K . لذلـك تكـون القوة الدافعة الكهروحرارية لأشباه الموصلات أكبر بثلاث رتب عن نظيرتها فى الفلزات .

وبالنسـبة لشـبه موصل يحتوى على حاملات شحنة بنوعيها حيـث يحمـل التيار الكهربى كل من الالكترونات والفجوات ، تعطى القوة الدافعة الكهروحرارية بالعلاقة :

$$(١٩) \quad S_{n,p} = \frac{S_p\, p\, \mu_p - S_n\, n\, \mu_n}{p\, \mu_p + n\, \mu_n}$$

ونتـبين من هذه العلاقة أنه عند تساوى تركيزات الالكترونات والفجـوات تتساوى حركيتها ، فإن القوة الدافعة الكهروحرارية الكلية ستكون صغيرة جداً وقد تساوى الصفر .

(٣-٦) إنجراف الالكترونات بواسطة الفونونات

اكتشـف جوريفـتش هـذه الظاهرة عام ١٩٤٥ . فمع تدرج الحـرارة فى الموصـل تنسـاق الفونات من طرفه الساخن إلى طرفه البارد بسرعة متوسطة υ_{ph} .

فى وجـود مـثل هـذا الانسياق فإن الالكترونات المستطارة بواسـطة الفونونـات المنساقة تكون متضمنة فى الحركة الموجهة من الطـرف الساخن إلى الطرف البارد ، وستكون سرعتها مساوية υ_{ph} تقريباً . تجمع الالكترونات عند الطرف البارد للموصل واستنفادها من الطرف الساخن يؤديان إلى ظهور القوة الدافعة الكهروحرارية υ_{ph} .

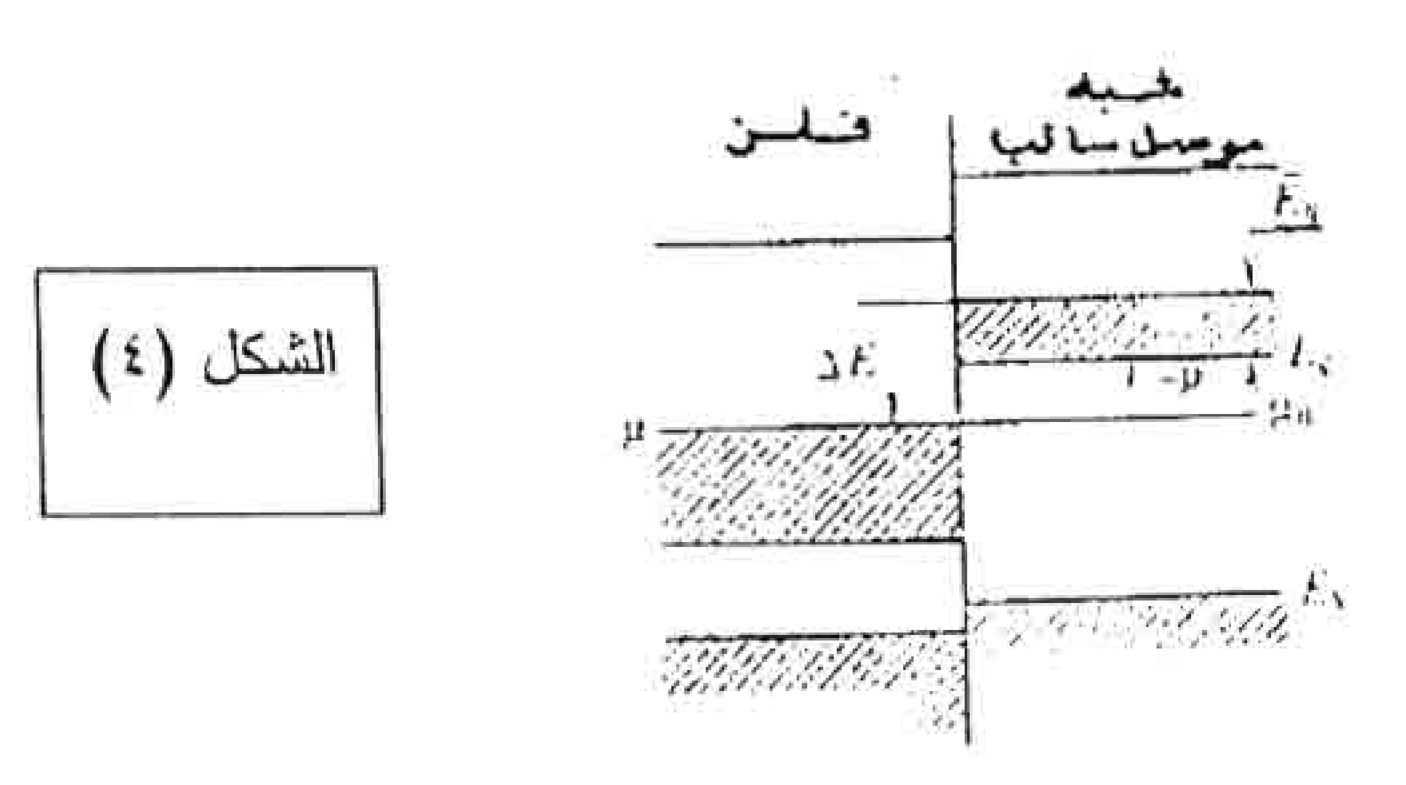
وقـــام بيكوس عام ١٩٥٦ بحساب القوة الدافعة الكهروحرارية التفاضـــلية الناشـــئة عن الإنجراف الفوتنى حيث حصل على العلاقة التالية :

$$S_{ph} = \frac{K_B}{3e} \frac{m_n \upsilon^2_{ph}}{K_B T} \frac{\tau_{ph}}{\tau_e} \qquad (20)$$

هـــنا υ_{ph} هى سرعة الانسياق الفونونى ، τ_{ph} ، τ_e زمنا التراخى للفونونات والالكترونات على الترتيب .

فى مـــدى درجـــات الحـــرارى المنخفضة ، فإن مركبة القوة الكهروحـــرارية هذه تكون اكبر عشرات ومئات الممرات عن المركبة الحجمية ومركبة الوصلة .

(٣-٧) تأثير بلتييه The Peltier effect



الشكل (٤)

إذا مـــر تيار كهربى I فى دائرة تتكون من موصلين 1 , 2 من مادتين مختلفتين كما الشكل (٤) ، فإن كمية من الحرارة $Q = I^2 Rt$ ســتتحرر عـــند الوصلتين A , B ، R مقاومة الوصلة ، t زمن مـــرور التيار) نتيجة لتأثير جول. وعندما تكون الوصلتان لموصلين

متماثــلين فإن هذه الحرارة هى فقط التى ستتحرر ، ومن وجهة النظر هــذه لا يوجد اختلاف بين الوصلة وبقية الدائرة . لكن فى نفس الوقت وبعيــداً عــن الحــرارة المتولدة بتأثير جول ستتحرر أو تمتص كمية إضــافية من الحرارة عند الوصلة المكونة من مادتين مختلفتين ، تعمل على تسخين الوصلة فى الحالة الأولى أو تبريدها فى الحالة الثانية .

هــذه الظاهــرة اكتشفها بلتييه عام ١٨٣٤ وتسمى لذلك تأثير بلتييه والحرارة الإضافية المحررة أو الممتصة تسمى "حرارة بلتييه" ، Q_p .

وتوضــح الــتجارب أن هذه الحرارة تتناسب طردياً مع شدة التيار I وزمن مروره فى الوصلة t.

$$Qp = \Pi I t \quad (٢١)$$

ثــابت التناســب Π يسمى معامل بلتييه . وتتوقف قيمته على المواد المكونة للوصلة ودرجة حرارتها .

يوجد ارتباط مباشر بين تأثير بلتييه وتأثير سيبك ، فالاختلاف فى درجــة الحــرارة يســبب سريان تيار كهربى فى دائرة تتكون من مــادتين مختلفتين ، وسريان تيار كهربى فى نفس الدائرة يولد فرقاً فى درجــة الحــرارة . والعلاقــة المعــبرة عن هذا الارتباط ترجع إلى طومســون (لورد كلفن) الذى وضع أسس نظرية الديناميكا الحرارية للظواهر الكهروحرارية ، حيث يبين أن :

$$S = \Pi / T \quad (٢٢)$$

ويعـــزى تأثيـــر بلتييه إلى الفرق بين متوسط طاقة الكترونات التوصيل فى المواد المختلفة . فإذا أخذنا فى الأعتبار ، كمثال ، وصلة مـــن فلز وشبه موصل غير منحل من النوع السالب (الشكل 4) نتبين بعـــد الوصول إلى حالة التزان أن منسوبى فيرمى ينتوحدان . وستسهم فى التوصـــيل الكهربى فى الفلز فقط تلك الإلكترونات التى توجد أقرب مـــا تكون لمنسوب فيرمى والتى تكون طاقتها المتوسطة مساوية عملياً لطاقة فيرمى .

ولـــنرمز لمتوسط طاقة الكترونات التوصيل فى شبه الموصل بالرمـــز $\overline{E_n}$. هـــذه الطاقـــة لاتساوى الطاقة الحرارية للالكترونات $3K_BT/2$ نظـــراً لأن الدور النسبى الذى تلعبه الألكترونات الأسرع أكبر من الدور الذى تلعبه الإلكترونات الأبطأ .
وتؤدى الحسابات فى حالة الغاز الألكترونى غير المنحل إلى :

$$\overline{E_n} = (r + 2)\, K_BT \quad (٢٣)$$

حيث r هى الأس فى المعادلة (١٣)

ولـــنفرض أن الـــتيار الكهربى الذى يسرى فى الوصلة يكون بحيـــث تســـرى الإلكترونات من شبه الموصل إلى الفلز .نجد أن كل الكـــترون يقفز من شبه الموصل إلى الفلز [(الشكل ٢٤)] يحمل طاقة إضافية تساوى :

$$\Delta E = \overline{E_n} + (- \mu_n) \quad (٢٤)$$

هــذه الطاقــة هى حرارة بلتييه وهى التى تتحرر بالقرب من الوصــلة . وعندما ينعكس أو يتغير تجاه التيار ، فإن الإلكترونات التى تقفز من الفلز إلى شبه الموصل تمتص حرارة فتبرد الوصلة .

وبقسمة ΔE على شحنة الألكترون نحصل على معامل بلتييه

$$\Pi_{mn} = -\frac{\Delta E}{e} = -\frac{1}{e}\overline{(E_n - \mu_n)} \qquad (٢٥)$$

وبالتعويض عن μ من المعادلة

$$\mu = k_B T L_n \left[\frac{N}{V}\left(\frac{h^3}{2\pi m K_B T}\right)^{\frac{3}{2}} \right] e \; -e/k_B T]$$

وبالتعويض عن E_n من المعادلة (٢٥) نحصل على :

$$(٢٦) \pi_{mp} = \left[\frac{K_B T}{e}(r+2) + L_n \frac{2(2\pi m_n K_B T)^{\frac{3}{2}}}{n' h^3} \right]$$

وثمــة معادلة مماثلة يمكن الحصول عليها من فلز وشبه موصل من النوع الموجب هى :

$$(٢٧) \; \Pi_{mn} = \frac{K_B T}{e}\left[(r+2) + L_n \frac{2(2\Pi m_p K_B T)}{n h^3}\right]^{\frac{3}{2}}$$

وبالنسبة لوصلة من فلزين يتعين معامل بلتييه من المعادلة (٢٣) حيث يكون :

$$\Pi_{1,2} = (S_1 - S_2) T \qquad (٢٨)$$

وبالتعويض عن S من العلاقة (١٢) نحصل على :

$$\Pi_{1,2} = \frac{\pi^2 K^2_B T^2}{3e}(1+r)\left(\frac{1}{E_{F1}} - \frac{1}{E_{F2}}\right) \qquad (٢٩)$$

(٣-٨) تأثير طومسون The Thoms on effect

لنتصـــور موصلا متجانساً AB يتميز بوجود تدرج فى درجة الحرارة $\frac{dT}{dx}$ على امتاد طوله يحمل تياراً كهربياً I ، ارجع للشكل (٣- أ ب) . ولقـــد تنبأ طومسون نظرياً . أن فى مثل هذا الموصل ، وبعيـــداً عـــن الحرارة المتولدة بتأثير جول ، تتحرر أو تمتص كمية إضـــافية من الحرارة Q_{τ} تتناسب طردياً مع شدة التيار I والفرق فى درجة الحرارة $(T_2 - T_1)$ والزمن t ، يتوقف هذا على اتجاه التيار :

$$Q_{\tau} = \tau I (T_2 - T_1) t \qquad (٣٠)$$

كميـــة الحـــرارة $Q\tau$ تسمى حرارة طومسون وثابت التناسب τ يسمى معـــامل طومسون ويتوقف على مادة الموصل وعلى درجة الحرارة . وتـــبعاً لـــنظرية طومسون ، فإن معاملى طومسون لموصلين يرتبطان بالقوة الدافعة الكهروحرارية التفاضلية بالعلاقة :

$$\frac{d S_{1,2}}{dt} = \frac{\tau_1 - \tau_2}{T} \qquad (٣١)$$

ويعـــزى تأثيـــر طومسون إلى أنه فى الموصل الذى يوجد به تدرج فى درجة الحرارة لا يحمل فيض حاملات الشحنة الكهربية فقط بـــل والحرارة أيضاً . ولنفرض أن التيار فى الموصل AB ، الشكل ١ - ب يســـرى فى الاتجـــاه المـــناظر لسريان الإلكترونات من الطرف الساخن B إلى الطرف البارد A . الإلكترونات الساخنة بوصولها إلى

المـــناطق الـــباردة تعطى طاقتها الزائدة التى تقوم بتسخين الموصل . وعندما ينعكس اتجاهه يبرد الموصل .

وفى الحســـابات الكميـــة لـــتأثير طومســـون ينبغى الأخذ فى الحسبان أن القوة الدافعة الكهروحرارية المتولدة فى الموصل تعمل فى الحالـــة الأولى عـــلى رد الإلكـــترونات وتعمل فى الحالة الثانية على تعجيـــلها . هـــذه القـــوة الدافعـــة الكهروحرارية لا تغير مقدار معامل طومسون فحسب بل واشارته .

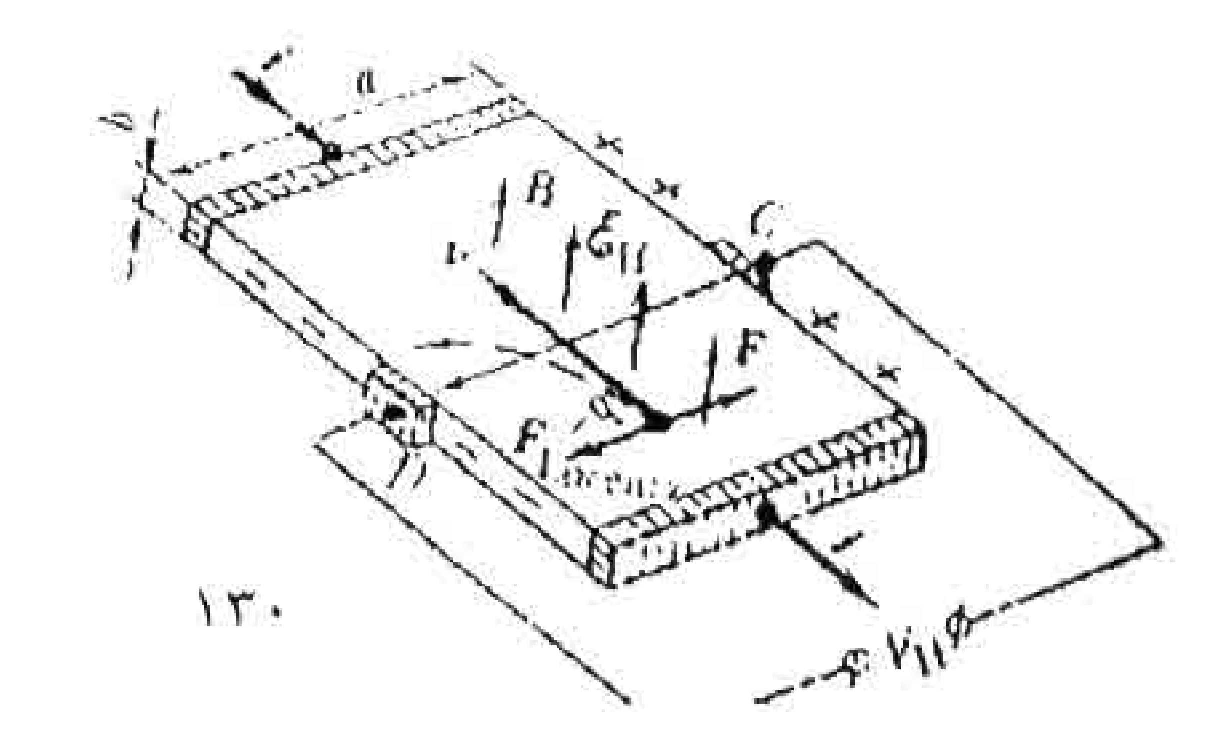
(٣-٩) الظواهر الجالفانومغنطيسية

Galvanomagnetie phenomena

(١) تأثير هال The Hall effect

لنفرض تياراً كثافته J يسرى فى موصل اتساعه a وسمكه b الشـــكل (٥) ولـــنأخذ نقطـــتين C , D على وجهى الجانبين المتقابلين بحيـــث يكـــون الفرق فى الجهد بينهما يساوى الصفر . إذا وضعنا هذا الموصل فى مجال مغنطيسى كثافة فيضه B سيظهر فرق جهد V_H بين النقطتين C , D سمى جهد هال .

الشكل (٥)



الشكل (٥)

وتوضـــح الـــتجارب العملية أنه فى حالة مجال مغنطيسى لايكون قوياً بدرجة كافية :

$$V_H = R_H B J a \quad (٣٣)$$

ثـــابت التناســـب R_H يســـمى معـــامل هال . وأبعاده $L^3 I^{-1} T^{-1}$ ووحدته متر مكعب لكل كولوم (m^3 / C) . ولنأخذ الآن فى الإعتبار منشأ تأثير هال .

قـــوة لورنـــتز $F_{lorentz}$ المؤثرة على الكترون يتحرك من اليمين إلى اليسار بسرعة ν ، الشكل(٥) تتعين من العلاقة :

$$F_{Lorentz} = e\, \nu \times B$$

وإذا كانت ν عمودية على B فإن القوة تتعين من :

$$F_{lorentz} = e\, \nu\, B$$

وتحـــرف قوة لورنتز الإلكترونات نحو الوجه الخارجى متخذة المســـار المـــتقطع فى الشكل ، ويكتسب هذا الوجه شحنة سالبة ، بينما يكتسب الوجه المقابل شحنة موجبة . ويتولد عن هذا مجال كهربى ε_H اتجاهه من C إلى D .

$$\varepsilon_H = V_H / a$$

حيث V_H هو فرق الجهد بين D , C وهو كما ذكرنا جهد هال.

وينشـــأ عـــن المجـــال ε_H قـــوة $F = e\, \varepsilon_H$ تؤثـــر على الإلكـــترونات وتعمل فى اتجاه مضاد لقوة لورنتز . وعندما تكون $f =$

$F_{larentz}$ لا يـــتكون مـــزيد مـــن الشـــحنات عـــلى الوجهين المتقابلين للموصل.

من شروط الأتزان :

$$e\, \nu\, B = e\, \varepsilon_H \qquad (٣٤)$$

ومن ثم يكون :

$$\varepsilon_H = \nu\, B$$

وبضـــرب طـــرفى هـــذه العلاقة فى المسافة a بين النقطتين C , D نحصل على :

$$V_H = a\, \varepsilon_H = \nu\, B\, a$$

وحيث أن :

$j = e\, n\, \nu$ وبالتالى تكون $\nu = j / e\, n$ فإن

$$V_H = \frac{1}{ne} B\, j\, a \qquad (٣٥)$$

وهكـــذا نحصـــل نظرياً على علاقة تعبر عن V_H مماثلة لتلك المستنتجة عملياً لذلك يكون معامل هال هو :

$$R_H = \frac{1}{ne} \qquad (٣٦)$$

ويترتب على المعادلة (٣٦) أنه بمعرفة القيمة المطلقة لمعامل هـــال وإشـــارته يمكنـــنا إيجـــاد تركيز حاملات الشحنة فى الموصل وإشـــارتها أو نوعها . ففى موصل من النوع السالب (حاملات الشحنة الكـــترونات) تكـــون إشـــارة R_H ســـالبة ، وفى الـــنوع الموجـــب (حاملات الشحنة فجوات) تكون إشارة R_H موجبة .

وإذا قسنا إضافة لذلك الموصلية الكهربية $\sigma = e\, n\, \mu$ للموصل. فإنه يمكننا حساب حركية حاملات الشحنة μ من العلاقة

$$R_H\, \sigma = \mu_H \qquad (٣٧)$$

الحركية μ_H المعينة من العلاقة (٣٧) والتى تسمى حركية هال Hall mobility قد لا تتطابق مع حركية الانسياق المعينة من العلاقة $\mu = v_d / \varepsilon$.

وجديـــر بالذكـــر أن استنتاج العلاقة (٣٦) تم بافتراض أن كل حـــاملات الشحنة لها نفس السرعة v . مثل هذا الإفتراض صحيح فى حالـــة الفـــلزات وأشباه الموصلات المنحلة لكنه ليس مقبولاً فى حالة أشـــباه الموصـــلات غيـــر المنحلة التى تتوزع فيها سرعات حاملات الشـــحنة تـــبعاً لدالـــة بولتزمان . وفى مثل هذه الحالة فإن، الحسابات الدقيقة تؤدى إلى :

$$R_H = A / en \qquad (٣٨)$$

حيـــث A ثابت يتوقف على آلية الاستطارة لحاملات الشحنة فى البلورة وقيم A موضحة فى الجدول الآتى :

الاستطارة بالأهتزازات الحرارية

جدول (٢)

الاستطارة بأيونات الشوائب	الشبكية الأيونية		الشبكية الذرية	
	$T \ge \theta$	$r \le \theta$		
1.93	1.11	0.99	1.17	A

وفى أشباه الموصلات ثنائية القطبية تحمل التيار آنياً كل من الالكترونات والفجوات .

ونظراً لأن شحناتها متضادة وأنها تتحرك فى إتجاهين متضادين فى مجال كهربى ، فإن قوة لورنتز $F_{Lorentz} = e\, v \times B$ نحرفها فى نفس الاتجاه . وبسبب هذا يكون جهد هال ومعاملات هال أصغر من نظيرتها فى شبه موصل أحادى القطبية .

وفى أشباه الموصلات ثنائية القطبية يتعين معامل هال من العلاقة :

$$R_H = \frac{A\,(\mu_p - \mu_n)}{N_i\, e\,(\mu_p + \mu_n)} \qquad (٣٩)$$

حيث n , p تركيز الالكترونات والفجوات على الترتيب ، μ_p , μ_n حركتيها وتتوقف إشارة R_H على أى الحدين فى البسط أكبر . R_H موجب .

وفى شبه الموصل النقى حيث يكون $n = p = n_i$ تأخذ العلاقة السابقة الشكل :

$$R_H = \frac{A}{n_i\, q}\, \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n} \qquad (٤٠)$$

ويـــترتب على هذه العلاقة أن إشارة معامل هال تتعين بنوع حـــاملات الشحنة ذات الحركية الأكبر فى المدى الذى تسلك فيه أشباه الموصـــلات ســلوك أشباه الموصلات النقية . وكقاعدة تكون حاملات الشحنة هذه هى الكترونات . لذلك عندما يتحول شبه موصل غير نقى من النوع الموجب إلى شبه موصل نقى تتغير إشارة معامل هال .

ويوضـــح الجـــدول (٣) معاملات هال لبعض الفلزات وبعض أشباه الموصلات النقية (فى درجة حرارة الغرفة) .

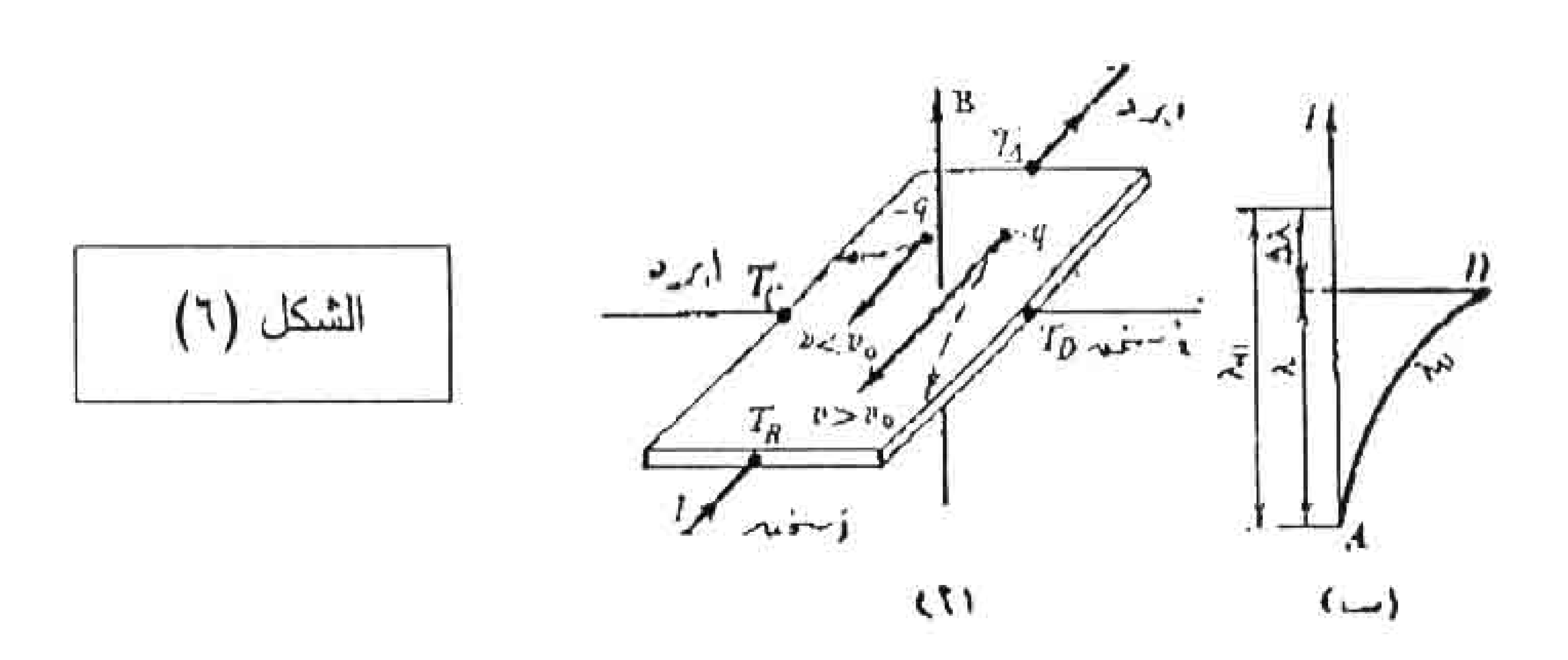
الجدول (٢)

	Cu	Zn	Bi	Ge	Si
RH (10^{-11} m^3 / c)	5.5	3.3	10^3	10^{10}	10^{13}

ومن هذا الجدول نتبين أن معامل هال لأشباه الموصلات أكبر بعـــدة رتـــب مـــن نظيـــره للفلزات . تفسير هذا يرجع إلى أن تركيز حـــاملات الشـــحنة فى أشـــباه الموصلات أقل كثيراً من تركيزها فى الفـــلزات مع أن حركيتها من ناحية أخرى أكبر كثيراً من نظيرتها فى الفلزات .

٢) تأثير ايتنج هاوزن Ettingshausen effect

تـــتفاوت السرعات الحرارية للإلكترونات فى أشباه الموصلات غير المنحلة تفاوتاً كبيراً وفى مثل هذه الظروف تصبح المعادلة (٣٤) غيـــر صـــالحة لجميع الإلكترونات دائماً ، فقط لتلك الألكترونات التى تكـــون متوسطات سرعاتها v_0 . وبالنســـــبة للإلكترونات التى تكون ســـرعتها $v_0 < v$ ســـيكون $evB < e\ \varepsilon_{H}$ وعندئذ ستنحرف هذه



الشكل (٦)

الإلكـــترونات نحـــو الوجـــه الأيمن للموصل ، الشكل (٦أ) . وبالنسبة للإلكـــترونات الـــتى تكـــون سرعتها $v_0 > \upsilon$ سيكون $evB > e\ \varepsilon_{H}$ وعندئذ ستنحرف نحو الوجه الأيسر للموصل .

الإلكـــترونات الأســـرع الـــتى تصل إلى الوجه الأيمن تفقد طاقتها إليه وتـــؤدى بالـــتالى إلى ســـخونته . والألكترونات الأبطأ التى تصل إلى الوجه الأيسر تعوض ما ينقصها من طاقة على حساب الطاقة الحرارية

للبـــلورة ومـــن ثم تؤدى إلى برودتها . ولهذا يتولد فرق عرضى فى درجة الحرارة $T = T_D - T_C$ وتعرف هذه الظاهرة بإسم تأثير ايتنج هـــاوزن (مصطلح عرضى يرجع إلى أنه عمودى على اتجاه سريان التيار)

(٣) تأثير نيرمست Nenst effect

مـــن المعـــروف أن الإلكترونات التى تدخل مجالاً مغناطيسياً منـــتظماً B عمودى على اتجاه سرعاتها v تبدأ فى الحركة فى مسار دائرى نصف قطره

$$r = \qquad (٤١)$$

ويـــترتب عـــلى المعادلة (٤١) أن الإلكترونات الأسرع تدور تحـــت تأثيـــر المجـــال المغناطيسى بمعدل أقل من الإلكترونات الأبطأ .... لذلـــك يكـــون الوجه الأمامى للموصل أكثر غنى بالإلكترونات الســـاخنة ويكون الوجه الخلفى للموصل أكثر غنى بالإلكترونات الأبطأ ونتيجة لذلك يسخن الوجه الأمامى ويبرد الوجه الخلفى . ويتولد نتيجة لذلك فرق طولى فى درجة الحرارة هو $(T_B - T_A)$. وهذا هو تأثير نيرمست .

(٤) المقاومة المغنطيسية

فى شكل (٦ - ب) يتضح أن مسارات الإلكترونات فى مجال مغنطيســـى بســـرعات تختلف عن v_o تكون مسارات منحنية . ويؤدى هذا إلى إنقاص متوسط المسار الحر الفعال لها

فى إتجـاه التيار الكهربى . وإذا كان متوسط المسار الحر فى اتجـاه الـتيار فى حالـة عدم وجود المجال المغناطيسى هو λ_o . وتحـت تأثيرالمجال المغناطيسى يكون مساوياً مسقط القوس AD على اتجاه التيار J ، أى أن :

$$\lambda = \lambda_o - \Delta\lambda$$

وحيـث أن حـركية حـاملات الشحنة μ تتناسب طردياً مع متوسـط المسـار الحـر ، فإن النقص $\Delta\lambda$ فى متوسط المسار الحر سيؤدى إلى نقص فى الحركية $\Delta\mu$ وإلى نقص فى الموصلية الكهربية $\Delta\sigma$ لشبه الموصل بحيث يكون :

$$\Delta\sigma / \sigma = \Delta\mu / \mu = \Delta\lambda / \lambda_o$$

وتـزودنا الدراسـات الـنظرية بعلاقة تربط بين الزيادة فى المقاومة النوعية لشبه موصل غير نقى أحادى القطبية :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = C\mu^2 B^2 \qquad (٤٢)$$

حيث B كثافة الفيض المغنطيسى ، C ثابت يتوقف على آلية استطارة حاملات الشحنة .

النسـبة $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ تسـمى المقاومة النوعية المغنطيسية . ويترتب على العلاقـة (٤٢) أنـه بقياس المقاومة النوعية المغنطيسية يمكن للمرء مباشرة إيجاد حركية حاملات الشحنة .

التطبيقات العملية للظواهر الكهروحرارية والجلفانومغناطيسية :

(١) **الظواهـــر الكهروحـــرارية :** ظل التطبيق الوحيد لتأثير سيبك هو التطـــبيق الوحيـــد لوقـــت طويـــل . فبوضع إحدى وصلات الإزدواج الحـــرارى فى ثيرموســـتات فى درجـــة حرارة ثابتةووضعت الوصلة الأخـــرى فى الوســـط المـــراد قياس درجة حرارته . يمكن تعيين هذه الدرجة من القوة الدافعة الكهروحرارية المتولدة فى الإزدواج .

مـــثل هـــذه القياســـات بسيطة وتعطى درجة دقة كافية ويمكن إستخدامها فى مدى واسع من درجات الحرارة .

ومـــع ذلك وبعد إكتشاف أشباه الموصلات أصبح من الممكن إستخدام تأثير سيبك لتحويل الطاقة الحرارية مباشرة إلى طاقة كهربية .

النبائط المستخدمة لهذا الغرض تسمى المولدات الكهروحرارية والعناصـــر المستخدمة فيها تسمى العناصر الحرارية . وتم إنتاج أول مولـــد كهروحـــرارى قـــبل الحرب العالمية الثانية ولقد أستخدم أثناء الحـــرب لتشغيل أجهزة الراديو حيث تثبت الموصلات الكهروحرارية عـــند قـــاع براد يتم تسخينه فى عملية غليان الماء وفى عام ١٩٥٣ تم إنـــتاج نوع تجارى للمولدات الكهروحرارية قدرته 3 وات وأخيراً تم إنـــتاج مولـــدات كهروحرارية قدرتها ١ كيلو وات وأكثر حالياً تصل قـــدرة المولدات الحرارية إلى مئات الكيلووات وفى منتصف السبعينات ظهـــرت مولـــدات كهروحرارية تستخدم الطاقة الحرارية المتولدة فى عملية الإضمحلال النووى للعناصر الكيميائية أحد هذه المولدات يسمى

بيــتا 1 قدرتـــه من 150 , 100 ويتم تشغيله بواسطة نظير السيريم المشع (Ce 144) وتم تصميمه لتزويد محطات الراديو مترويولوجى الأتوماتيكيـــة والأقمـــار الصناعية الأرضية بالقدرة الإلكترونية فمازال العمـــل فى تطويـــر المولـــدات الكهروحرارية قائماً لأستخدام الطاقة الحـــرارية للإشـــعاع الشمسى . ويستخدم فى تأثير بيلتييه على نطاق واســـع مـــن النـــبائط المبردة والمختلفة : الثلاجات المنزلية ، النبائط المســـتخدمة فى تـــبريد الأجهزة الإلكترونية للطائرات ، فى المبردات الصـــغيرة جداً المستخدمة فى التطبيقات البيولوجية ، إلخ .... وأصبح مـــن الممكن إستخدام تأثير بلتييه فى تدفئة مستشفى بالكامل فى الشتاء وتبريدها فى الصيف .

(٢) **الظواهـــر الجلفانومغنطيسية** : لعل أبرز تطبيق لهذه الظواهر هو تأثيـــر هـــال وبعيداً عن إستخدامه فى دراسة الخصائص الكهربية لـــلمواد يمكـــن إســـتخدامه فى تصـــميم العديد من الأجهزة مثل الماجنيتومترات ، والمحولات من التيار الموحد الإتجاه إلى التيار المتردد والعكس ومولدات الإشارة والميكروفونات ... إلخ .

وقـــامت عدة محاولات لإستخدام تأثير إيتينج هاوزن فى تبريد النـــبائط فى الإخـــتيار الصـــحيح للمولدات وبالشكل المناسب للبلورة المبردة أصبح من الممكن الحصول على درجات حرارة لوجه البلورة البارد تقل بمقدار مائة درجة عن الوسط المحيط .

أسئلة

١ - ما المقصود بتأثير سيبك ؟

٢ - بيــن كيف تستنتج علاقة علاقة للمركبة الحجمية للقوة الدافعة الكهروحرارية مع الرسم ؟

٣ - استنتج علاقة لمركبة الوصلة للقوة الدافعة الكهروحرارية .

٤ - اشرح القوة الدافعة الكهروحرارية للفلزات .

٥ - اشرح القوة الدافعة الكهروحرارية لأشباه الموصلات

٦ - مستعيناً بالرسم - اشرح تأثير بلتييه .

٧ - وضح المقصود بتأثير طومسون .

٨ - اشرح تأثير هال مبيناً كيف يمكن تعيين معامل هال .

٩ - مستعيناً بالرسم - اشرح ما نعنيه بتأثير إيتنج هاوزن .

١٠- اشـــرح كيفية تغير مقاومة الموصل فى المجالات المغناطيسية موضحاً المقصود بالمقاومة المغناطيسية .

١١- بين أوجه الاستفادة من تعيين معامل هال لمادة شبه موصلة .

١٢- أذكـــر أهم تطبيقات الظاهرة الكهروحرارية والظاهرة الجلفانوسكوبية .

الباب الرابع

الخصائص الضوئية للجوامد

الباب الرابع

الخصائص الضوئية للجوامد

Optical properties of solids

(٤ –١) طيف الامتصاص الضوئى

Light – Absorption spectrum

عندما يمر أو يخترق الضوء جامدا ، فإنه يتفاعل معه ويحدث تبادل للطاقة عملية التفاعل . لنرمز بالرمز J لشدة الضوء أى لكمية الطاقة الضوئية التى تعبر وحدة المساحات العمودية على اتجاه انتشار الضــوء . ويــتعين جــزء الطاقة المنعكس عند سطح الجسم بمعامل العكس أو العاكسية R حيث :

$$(١)\quad R = \frac{J_R}{J_0}$$

ويطلق على علاقة العاكسية بتردد الضوء الساقط R (W) أو عــلى الطــول الموجى R (λ) اسم طيف الانعكاس . ويخضع على الضوء الذى يمتص أثناء عملية الاختراق إلى قانون بورجر – لا مبرت Bourguer – Lambert

$$(٢)\; J(x) = J_o(1 - R)\, e^{-\alpha x}$$

حيــث x المسافة التى قطعها الضوء من سطح الجسم مقاسة على طول الشعاع الضوئى، ∝ معامل الامتصاص absorption

coefficient ويساوى المقدار $\propto^{-1}$ المسافة التى يتم فيه توهين شدة الضوء بمقدار e مرة .

وأحيانـــاً يحـــل محـــل معـــامل الامتصاص ما يسمى بمعامل الانكسار التخيلى أو المركبة التخيلية لمعامل الانكسار المركب (n = n − ik) حيـــث n معـــامل الانكســـار الحقيقى . ويرتبط معامل الامتصاص α بمعامل الانكسار التخيلى K بالعلاقة

$$\alpha = \frac{4\pi K}{\lambda} \qquad (٣)$$

ومـــن الـــنظرية الكهرومغناطيســـية للضوء نتبين أن الانعكاسية فى حالة السقوط العمودى يعبر عنها بالعلاقة:

$$R = \frac{(n-1)^2 + K^2}{(n+1)^2 + K^2}$$

$$= \frac{(n-1)^2 + \frac{\lambda^2}{16\pi^2}\alpha^2}{(n+1)^2 + \frac{\lambda^2}{16\pi^2}\alpha^2} \qquad (٤)$$

وتدل المعادلة (٤ –٤) على أن الانعكاسية R تتوقف على معامل الامتصاص ، حيث تزداد الانعكاسية بزيادة معامل الامتصاص وعندما تكون K >> فإن R = واحد صحيح أى أن الضوء الساقط يـــنعكس كـــلية . وهذا يفسر العاكسات (المرايا) الجيدة المصنعة من الفـــلزات لذلك إذا امتصت مادة الضوء بشدة فى بعض مناطق الطيف

فإنها تعكسه أيضاً فى نفس مدى الطيف بكفاءة عالية . ومع ذلك نتبين من المعادلة (٤-٤) أن الانعكاس يحدث فى حالة عدم وجود الامتصاص إذ تصبح المعادلة (٤- ٤) على الصورة .

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \qquad (٥)$$

نأخذ مثالاً على ذلك عازلاً شفافاً كالزجاج معامل الانكسار له $n =$ 1.5 بالتعويض عنه فى المعادلة السابقة نجد أن $R = 0.04 = 4$ % ومن المعروف أن قيم n لمعظم أشباه الموصلات تكون أكبر من معامل انكسار الزجاج للجرماينوم $n = 4$ لذلك تصل R له إلى 36% فى منطقة الطيف التى يصبح فيها الجرمانيوم شفافاً للضوء .

(٤ -٢) استنتاج قانون بوجير - لامبيرت

Bouguer – Lamβert

لاستنتاج هذا القانون نأخذ طبقة (x) $(x + dx)$ يمر خلالها الضوء . تتناسب كمية الطاقة الممتصة فى طبقة سمكها dx تناسباً طردياً مع سمك الطبقة كما تتناسب طرديا مع الطاقة الضوئية J (x) التى تصل إلى الطبقة $x , x + dx$ وإذا رمزنا لثابت التناسب بين الطاقة الممتصة والطاقة الساقطة بالرمز α يمكننا كتابة

$$-dJ(x) = \alpha J(x)\, dx \qquad (٦)$$

ونظـــراً لأن امتصــــاص الطاقـــة ينقص شدة لضوء لابد من وجـــود الإشـــارة الســـالبة أمـــام dJ لذلك تكون α هى كمية الطاقة الممتصة لحزمه ضوئية شدتها الوحدة فى طبقة سمكها الوحدة وبتكامل المعادلة (٤ – ٦) نحصل على

$$J(x) = J(O)\, e^{-\alpha x} \qquad (٧)$$

وإذا عـــبرنا عـــن الشـــدة J بدلالـــة عدد الفوتونات المكونة لـــلحزمة الضوئية نجد أنه إذا كانت q_1 هى عدد الفوتونات فى وحدة الحجـــوم من الحزمة الضوئية عندئذ سيمر عدد من الفوتونات q_1C خلال وحدة المساحات فى وحدة الزمن وتنتقل الطاقة

$q\,h\,w = q_1\,ch\,w$ حيث $q_1C = q$ هى فيض الفوتونات لذلك :

–

$$J(x) = h\,w\,q(x) \qquad (٨)$$

ويعنى النقص فى الشدة J أن عدد الفوتونات فى الحزمة يقل ، ويـــرجع توهين أو إضعاف الحزمة أما إلى استطارة الفوتونات وأما إلى امتصاصـــها ولـــنرمز لاحـــتمال إمكانية امتصاص فيص أحادى الفوتـــون بواسطة مركز امتصاص أحادى بالرمز σ ولنرمز أيضاً لـــتركيز هـــذه المراكـــز بالرمز N تحتوى طبقة سمكها dx على مراكـــز امتصـــاص عددهـــا يساوى Ndx وسيكون عدد الفوتونات الممتص فى وحدة الزمن هو

$$-dq = \sigma q(x) N dx \qquad (٩)$$

وبتكامل هذه المعادلة نحصل على

$$q(x) = q(O)\, e^{-\sigma N} x \qquad (١٠)$$

وبضرب المعادلة (٤ – ١٠) فى طاقة الفوتون hw نحصل على

$$h\, w\, q(x) = J(x) = h\, w\, q(O)\, e^{-\sigma N x} = J(O)\, e^{-\sigma N} x \qquad (١١)$$

المعادلة (٤ – ١١) هى قانون بوجير – لامبارت وفيه يرتبط معـــامل الامتصـــاص بـــتركيز مراكز الامتصاص كما يرتبط بالمقطع العرض الفعال للامتصاص لفوتون واحد فى وحدة الزمن

$$\alpha = \sigma N \qquad (١٢-٤)$$

ويطـــلق عـــلى المقـــدار $(\sigma N)^{-1}$ اسم متوسط المسار الحر l_{ph} لفوتون فى وسط ماص للضوء

$$e_{ph} = (\sigma N)^{-1} = \alpha^{-1} \qquad (١٣)$$

وفى هـــذه الحالة تكون الكمية α (معامل الامتصاص) هى احـــتمال امتصـــاص الفوتـــون خلال وحدة الأطوال. ويتوقف المقطع العرضـــى الفعال على طاقة الفوتونات كما يتوقف على طبيعة مراكز

الامتصــــاص وإذا احـــتوت مـــادة على N_i من مراكز الامتصاص طبيعتها مختلفة ولكل منها المقطع العرض الفعال الخاص بها .

$$\alpha_i (w) = \sigma_i (w) N_i \qquad (١٤)$$

ويكـــون معـــامل الامتصــــاص المحصـــل α هو مجموع معاملات الامتصاص الجزئية

$$\alpha = \Sigma i \, \alpha \, i (w) = \Sigma i \, \sigma i \, (w) \, Ni = (w) \qquad (١٥)$$

لهـــذا فـــإن طيف الامتصاص المحصل ينتج عن أطياف ذات مراكـــز امتصـــاص مختلفة . وثمة تقدير أولى للمقدار σ_i يعتمد على الاعتـــبارات البســيطة الآتيـــة. المقطـــع العرضى الفعال الامتصاص الفوتون بواسطة ذرة (أو عيب) يمكن أن يكون مساوياً لمساحة المقطع العرضـــى الهندسى للذرة (أو العيب) لترددات يظل عندها قانون بقاء الطاقة صالحاً للتطبيق .

ضـــع $\sigma = 10^{-16} - 10^{-17}$ ســـم٢ فى حالة الامتصاص لعدد من الذرات $N = 10^{22} cm^{-3}$

$$\alpha = 10^{-17} - 10^{-18} (10^{22}) \, cm^{-1} = 10^{5}\text{-}10^{6} cm^{-1}$$

وإذا قبلنا هذه القيمة كمطلوب المتوسط المسار الحر للفوتونات القـــادرة على نزع إلكترون من الذرة أى الفونات التى لا تقل طاقتها عن اتساع النطاق الممنوع (اتساع الفراغ الطاقى) ، $hw \geq \Delta E_0$

عـــندئذ نحصل على $l_{ph}=(10^{-5}-10^{-6})$ تساوى (0.10-0.01) ميكرومـــتر. يطـــلق على هذا الامتصاص اسم الامتصـــــاص الذاتى (الأساســـى) وســـتكون النسبة بين امتصاص الضوء بواسطة العيوب (الفراغات ، الشوائب) وبين الامتصاص الأساسى مساوية للنسبة بين تركيز العيوب N_{def} وبين عدد الذرات الأم .

وعندما تكون $N_{def} = 10$ سم$^{-3}$ $\sigma = 10^{-16}$ سم^{2} ستكون α = ١ سم$^{-1}$ وعندما تكون $N_{def} = 10^{18}$ سم$^{-3}$ تكون $\alpha = 10^{2}$ سم$^{-1}$

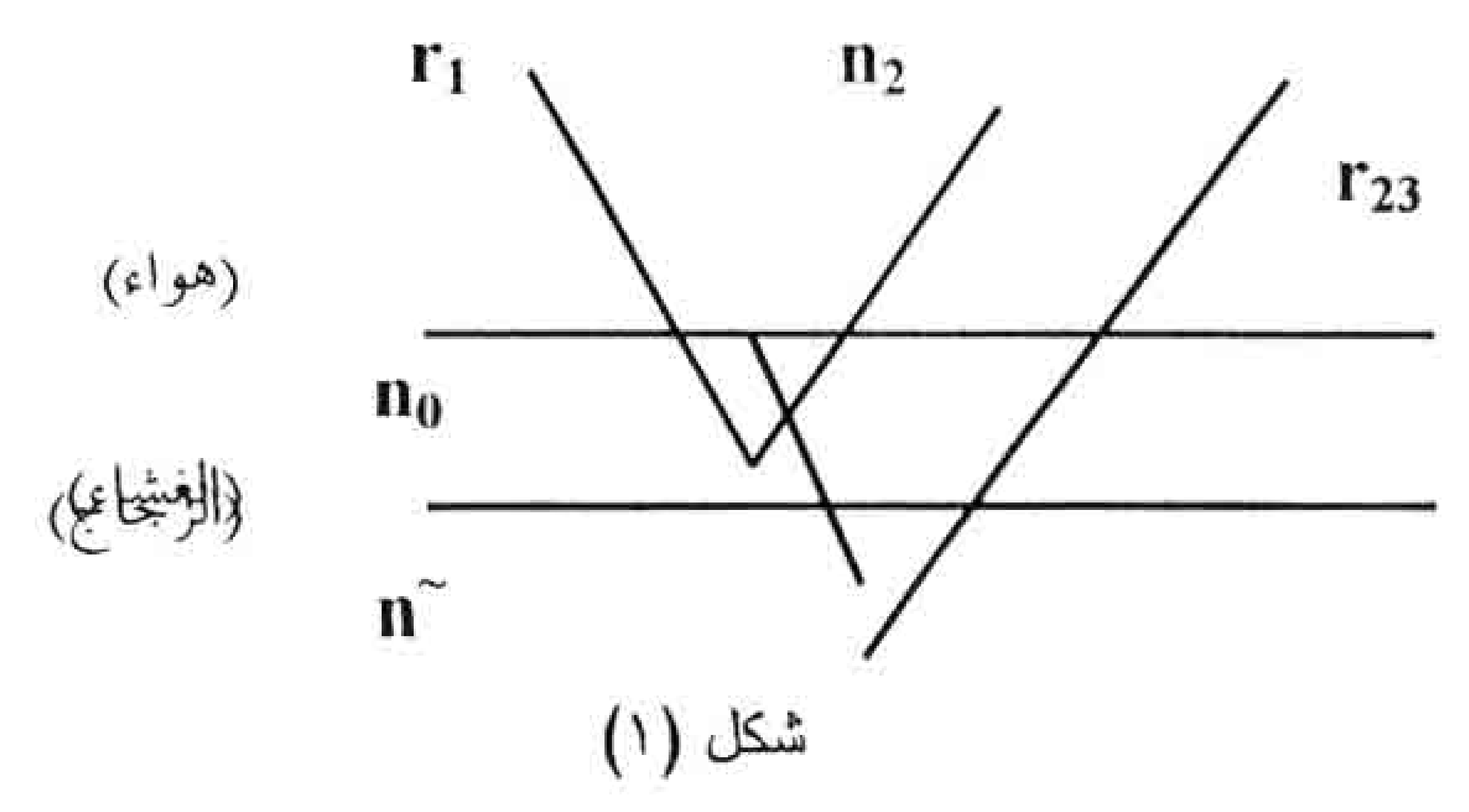
ونظـــراً لاتســـاع نطـــاق استخدام الشرائح الرقيقة سواءاً من العـــازلات أو أشباه الموصلات أو الفلزات فى كثير من التطبيقات مثل النـــبائط الإلكـــترونية والنـــبائط الضـــوئية وكاشفات الإشعاع والخلايا الشمسية فإننا سنولى أهمية بالغة للثوابت الضوئية للشرائح الرقيقة .

(٤ - ٣) الثوابت الضوئية للشرائح الدقيقة

عادة يطلق على الكميات الثلاث معامل الانكسار الحقيقى n ومعـــامل الانكســـار التخيلى K ومعامل الامتصاص α اسم الثوابت الضـــوئية. وهـــذه تختلف من مادة إلى أخرى تبعاً لاختلاف طبيعتها ، وإحـــدى الطرق الشائعة الاستخدام فى تعيين الثوابت الضوئية المشار إليها هى الطرق الاسبكتروفوتومترية وفيها يتم قياس كل من النفاذية T والانعكاســـية R فى مـــدى واســـع من الأطوال الموجبة ويمكن

الــتعرض للمعادلــتين الدالــتين على النفاذية والانعكايسة والتى تسمى معادلات مورمان Murmann's Formulae كما يلى :

ويمثل الشكل (١) حالة غشاء رقيق مرسب على حاملة من الزجاج



شكل (١)

تعطى سعة معامل فرنيل Fresnel للانعكاس n_g بالعلاقة

$$r = \frac{[(n_0 - n^{\sim}) / n^{\sim} + n_0)] + [(n^{\sim} - n_g)]e^{-i0}}{1 + \left[\frac{(n_0 - n^{\sim})}{(n^{\sim}+n_0)}\right]\left[\frac{(n^{\sim} - ng)}{(n^{\sim}+n_g)}\right] e^{-i0}} \qquad (١٧)$$

حيث

$$\alpha - \frac{4\pi T}{\lambda} = n \; ، O \; \frac{4\pi T}{\lambda}$$

$$i\beta=(n-ik)$$

وتتعين الانعكاسية من العلاقة

$$(١٧) \quad R = \frac{A\, e^{B} + Be^{-B} + 2C \cos\alpha + 4\, D \sin\alpha}{Ee^{\beta} + Fe^{-\beta} + 2G \cos\alpha + 4H \sin\alpha}$$

والنفاذية من

$$(١٨) \qquad T = \frac{16\, n_0 n_g\, (n^2 + K^2)}{Ee^{\beta} + Fe^{-\beta} + 2G \cos\alpha + 4H \sin\alpha}$$

ويوضح الشكل (٢) نفاذية بعض الشرائح الرقيقة T وإنعكاسيتها R فى مدى مناسب من الأطوال الموجية . الاختلاف فى مظهر هذه أو تلك يرجع إلى تغير سمك الشريحة . فمع زيادة السمك يزداد عدد النهايات العظمى والصغرى فى المنحنيين المعبرين عن R , T .

حيث

$$A = [\,(n - n_0)^2 + K^2\,]\,[\,(n + ng)^2 + K^2\,]$$

$$B = [\,(n + n_g)^2 + K^2\,]\,[\,(n + n_0)^2 + K^2\,]$$

$$C = (\,n^2{}_2 + K^2\,)\,(\,n_0^2 + n_g^2) - (n^2 + K^2\,)^2 - n_0^2 ng^2 - 4\, n_0 n_g k^4$$

$$D = K\,(\,n_g - n_0\,)\,(\,n^2 + K^2 + n_0 n_g\,)$$

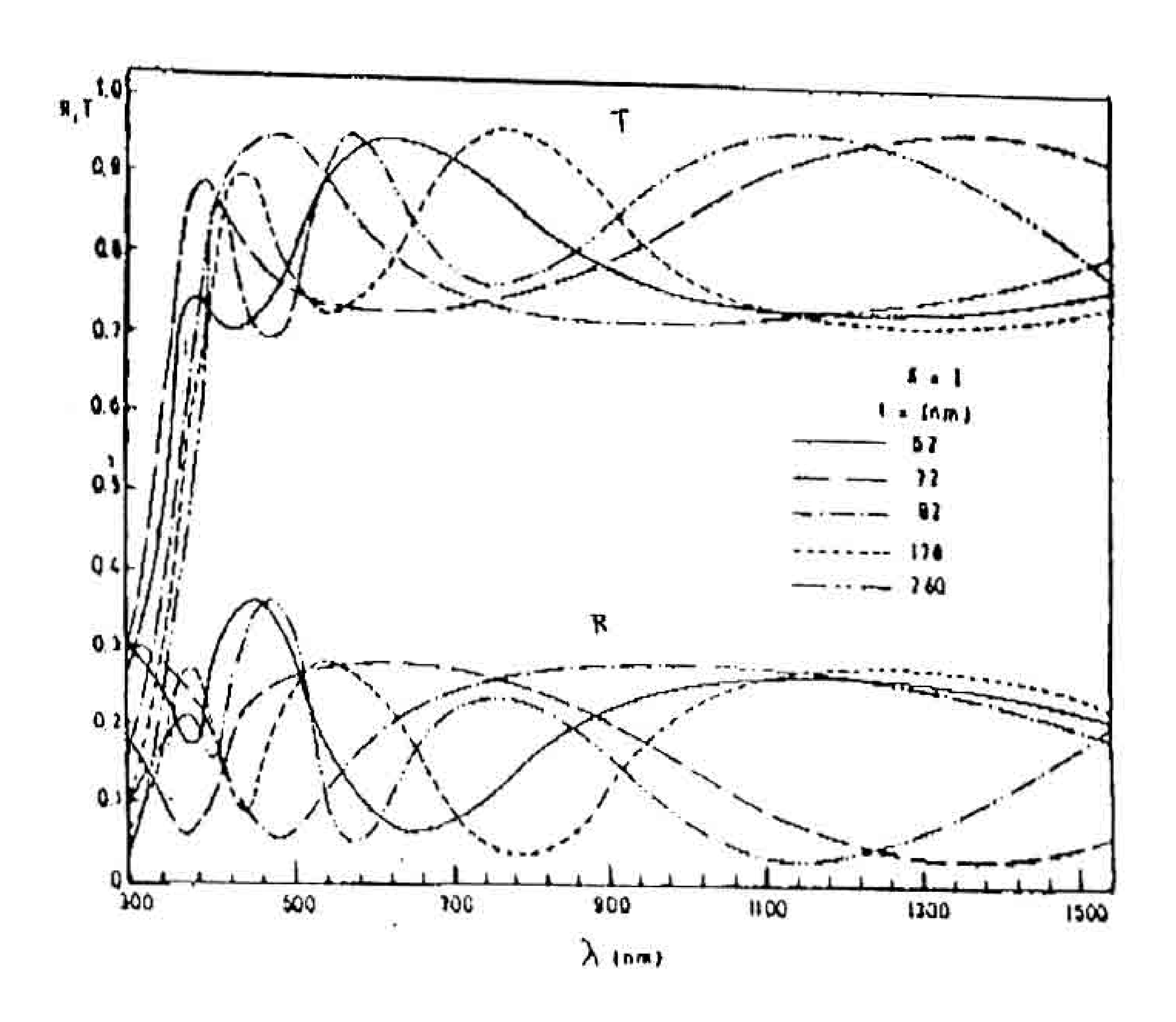
$$E = [\,(n + n_0)^2 + K^2\,]\,[\,(n + ng)^2 + K^2\,]$$

$$F = [\,(n - n_0)^2 + K^2\,]\,[\,(n - n_g)^2 + K^2\,]$$

$$G = (\,n^2 + K^2\,)\,(\,n_0^2 + n_g^2) - (\,n^2 + K^2\,) - {}^2 n_0^2 n_g + 4\, n_0 n_g k^2$$

$$H = K\,(\,n_g + n_0\,)\,(\,n^2 + K^2 - n_0 n_g\,)$$

ومعادلـــتا موريـــان صــــالحتان للتطـــبيق فى حالة العازلات وأشباه الموصلات والفلزات



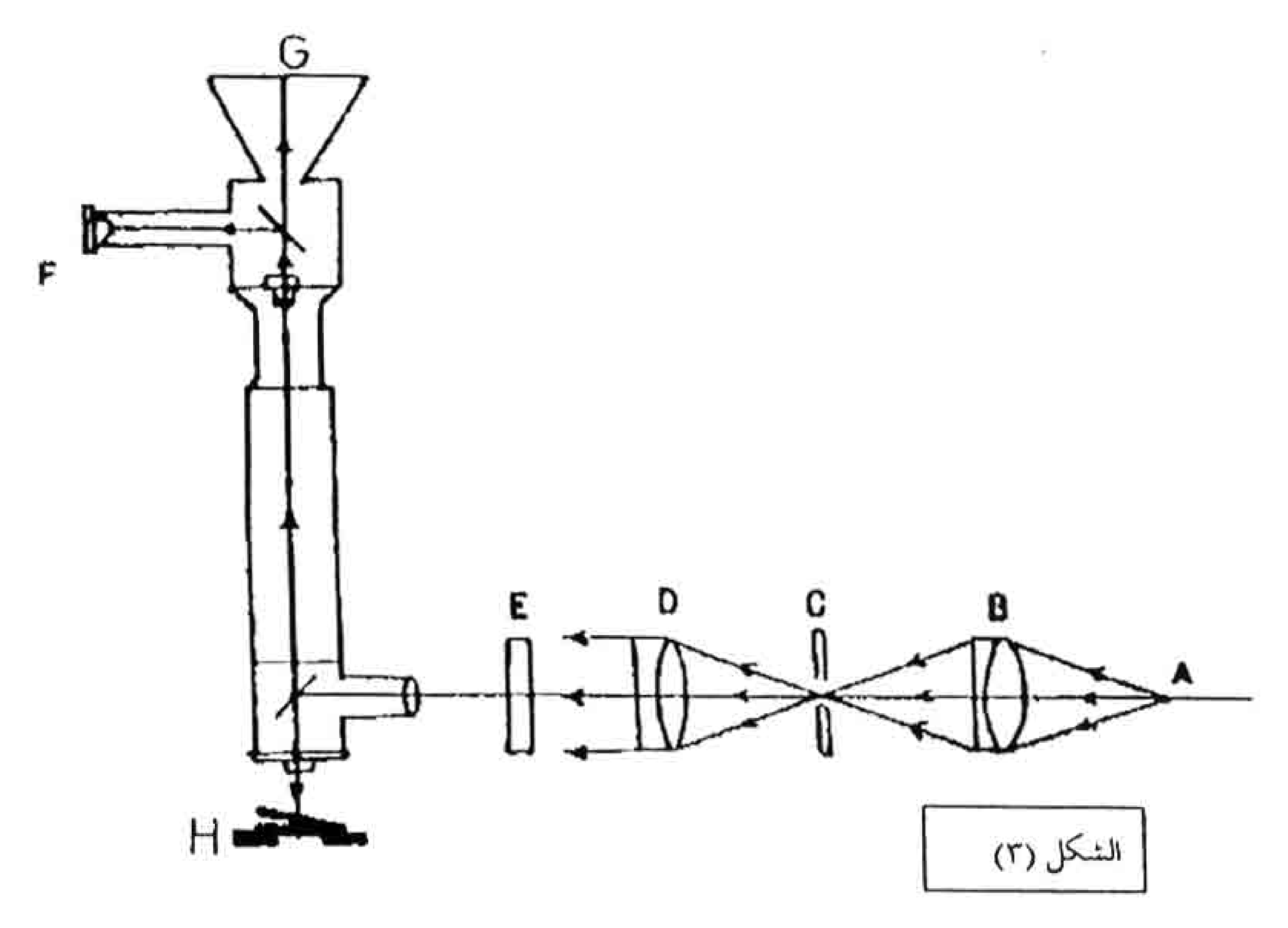
شكل (٢)

(١) العازلات :

تســتخدم معادلـــتا مورمان السابقتان مع وضع $k = 0$ نظراً لأن العــازلات شفافة للضوء. يبقى فى المعادلتين مجهولان هما سمك الشــريحة t ومعـــامل الانكسار n ويتم تعيين سمك الشريحة بطريقة

تولانسكى Tolansky هدب فيزو للتداخل عديد الأشعة والجهاز المستخدم لهذا الغرض موضع فى الشكل (٣) وفيه A عبارة عن مصباح ثاليوم تحت ضغط عال , B عدسة قصيرة البعد البؤرى تستخدم كمكثف للحزمة الضوئية C فتحة دائرية تتكون عليها صورة مصغرة لمصدر الضوء D عدسة مجمعة بعدها البؤرى حوالى 15 سم تضبط الفتحة الضيقة عند المستوى البؤرى لها و E مرشح يسمح لخط الطيف الأخضر بالنفاذ وطوله الموجى 5352 انجستروم F ميكروسكوب مستقطب يواجه مدخله عاكس يصنع زاوية 45° مع اتجاه السقوط وثمة عاكس أخر يوجد بين الشيئية والعينية للميكروسكوب . يسمح بحزمة من الضوء المتوازى بالمرور إلى العاكس الذى يوجهها نحو الشيئية عندئذ تسقط الحزمة على مقياس التداخل حيث تتكون

هدب فيزو بالانعكاس والصورة مكبرة يتم اسقاطها بواسطة الشيئية والعينية على اللوح الفوتوغرافى G.



الشكل (٣)

H هى القــاعدة الــتى يرتكز عليها مقياس التداخل والشريحة الرقيقة المطـلوب تعيين سمكها مرسية على نصف القاعدة ويطلق على حافة الشــريحة الفاصلة بينها وبين السطح العارى للقاعدة / سم الخطوة (Step) ويوضــح الشــكل (٤ - ٣) شــكلاً تخطيطيــاً وصورة فوتوغرافية لهدب فيزو عبر الخطوة .

وتضبط الهدب عمودية على حافة الخطوة كما يتم التحكم فى المسافات الفاصــلة بين الهدف بواسطة المسامير المحواة لحامل مقياس التداخل ويكون شرط التداخل هو

$$(n+\Delta n)\lambda = 2t - \frac{\delta_1}{2} - \frac{\delta_2}{2} \quad (١٩-٤)$$

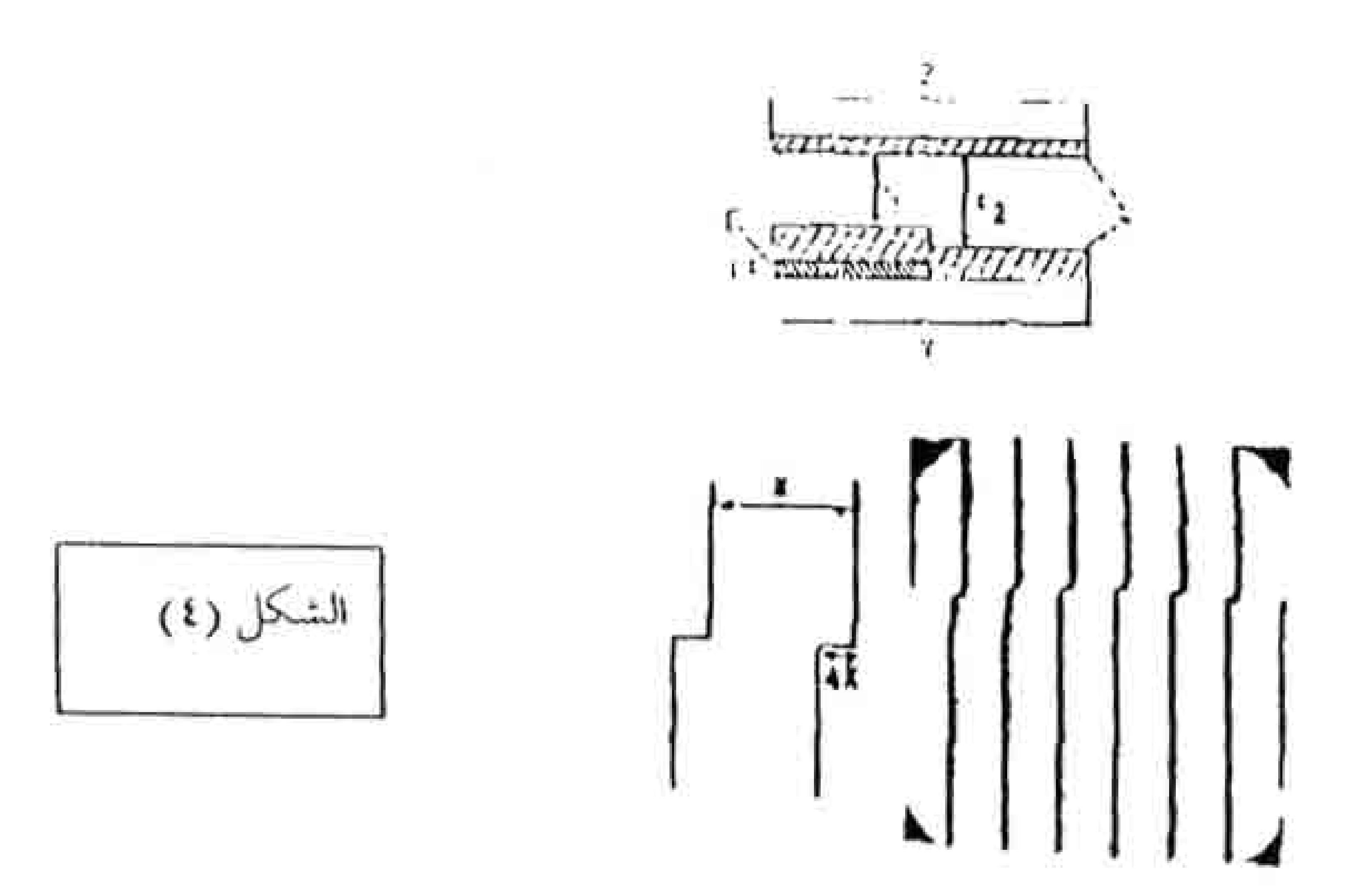
$$n\lambda = 2t_2 - \frac{\delta_2}{2} - \frac{\delta_1}{2} \quad (٢٠-٤)$$

حيث n رتبه هدبة التداخل ، Δn كسر من رتبه الهدبة و δ_1 التغير فى الطور بالانعكاس عند سطح (هواء-فضة) للمركبة العليا بمقياس التداخل و δ_2 هى التغير فى الطور بالانعكاس (هواء – فضة) للمركبة السفلى . مع ملاحظة أن شريحة الفضة التى تغطى المركبة العليا تكون انعكاسيتها فى حدود 70 % من المعادلتين الأخيرتين نتبين أن:

وبتالى $2(t - t2) = 2t = \Delta n \lambda$

$$= \frac{\Delta n \lambda}{2} t \quad (٢١-٤)$$

حيث t سمك الشريحة الرقيقة موضع الاختبار لكن من



الشكل (٤)

الشكل (٤-٤)

$\Delta n =$ حيث x المسافة الفاصلة بين أى هدبتين متتاليتين ،

Δx إزاحة الهدبة بسبب وجود الخطوة

$$t = \frac{\Delta x}{x} \cdot \frac{\lambda}{2} \qquad (٢٢-٤)$$

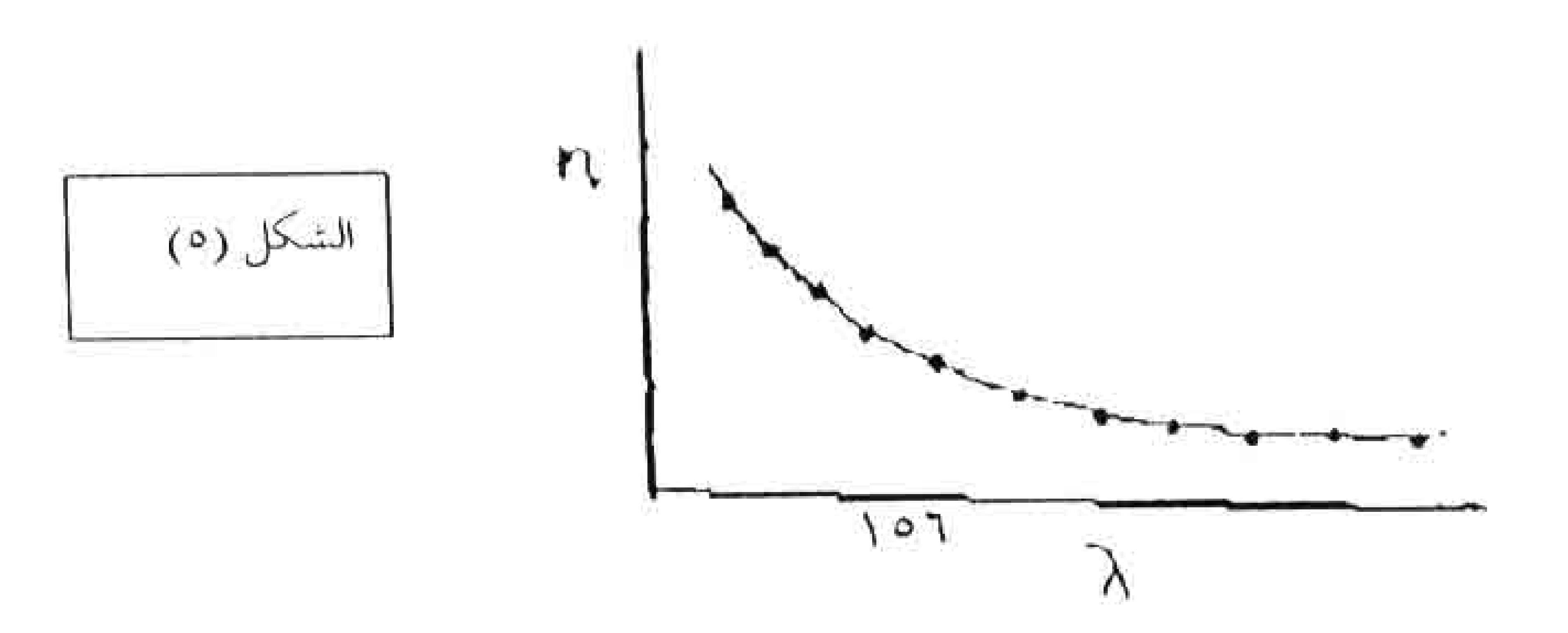
لهـــذا يمكـــن بقيـــاس x , Δx بدقة وبمعرفة الطول الموجى المســـتخدم يمكن تعيين سمك الشريحة t فى هذه الطريقة لا يتجاوز الخطأ فى القياس $5\ \%$ وهى صالحة لقياس سمك شرائح تتراوح بين $(0.02 - 2.0)$ ميكرومتر

(أ) تعيين معامل انكسار العازل ب

بعـــد تعيين سمك الشريحة يمكن حل معادلة مورمان بواسطة الحاسبات الآلية باستخدام برامج خاصة معدة لهذا الغرض

(ب) منحنى التفريق الطيفى لمعامل الانكسار

بعـــد تعييـــن معاملات انكسار شريحة العازل الرقيقة فى مدى مناســـب من الأطوال الموجبة يمكن برسم العلاقة بين معامل الانكسار n ممـــثلاً عـــلى المحـــور الرأســـى والطول الموجى λ ممثلاً على المحـــور الأفـــقى الصـــورة على منحنى يعرف باسم منحنى التفريق الطيفى لمعامل الانكسار (كما في الشكل ٥)



الشكل (٥)

(حـ) ثابت العزل للعازلات :

يتعين ثابت العزل لمادة عازلة من العلاقة $E = n^2$ وعلى سبيل المثال ثابت العزل للزجاج $E = (1.5)^2 = 2.25$

(٢) أشباه الموصلات

الكميـات المجهولـة فى معادلـتى مورمـان المعبرتين عن الانعكاسية R والنفاذية T لشريحة رقيقة من أشباه الموصلات هى سمك الشريحة ومعامل الانكسار الحقيقى n ومعامل الانكسار التخيلى K

(أ) تعيين سمك الشريحة

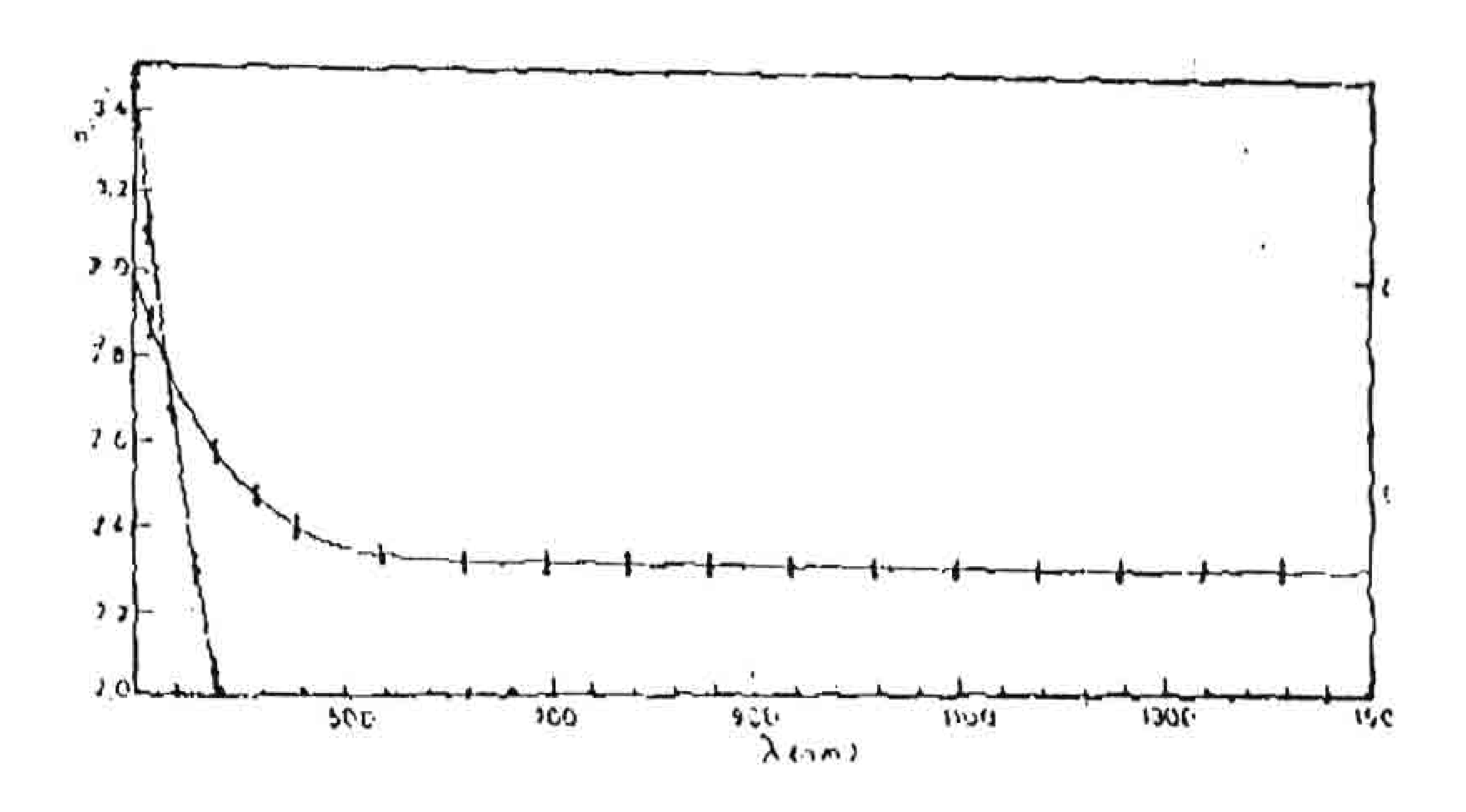
يـتم تعييـن سـمك الشريحة بطريقة تولانسكى الموضحة فى الفقرة السابقة ويبقى مجولان هما K , n

(ب) حساب n , k

مـن قياسات الانعكاسية R والنفاذية T لشريحة رقيقة من أشـباه الموصـلات فى مـدى مناسب من الأطوال الموجبة بواسطة الاسكترومتر ثم يحل معادلتى مورمان بواسطة الحاسب الآلى باستخدام برامج خاصة معدة لهذا الغرض يتم حساب كل من n , k

جـ) ملحنى التفريق الطيفى لكل من n , k

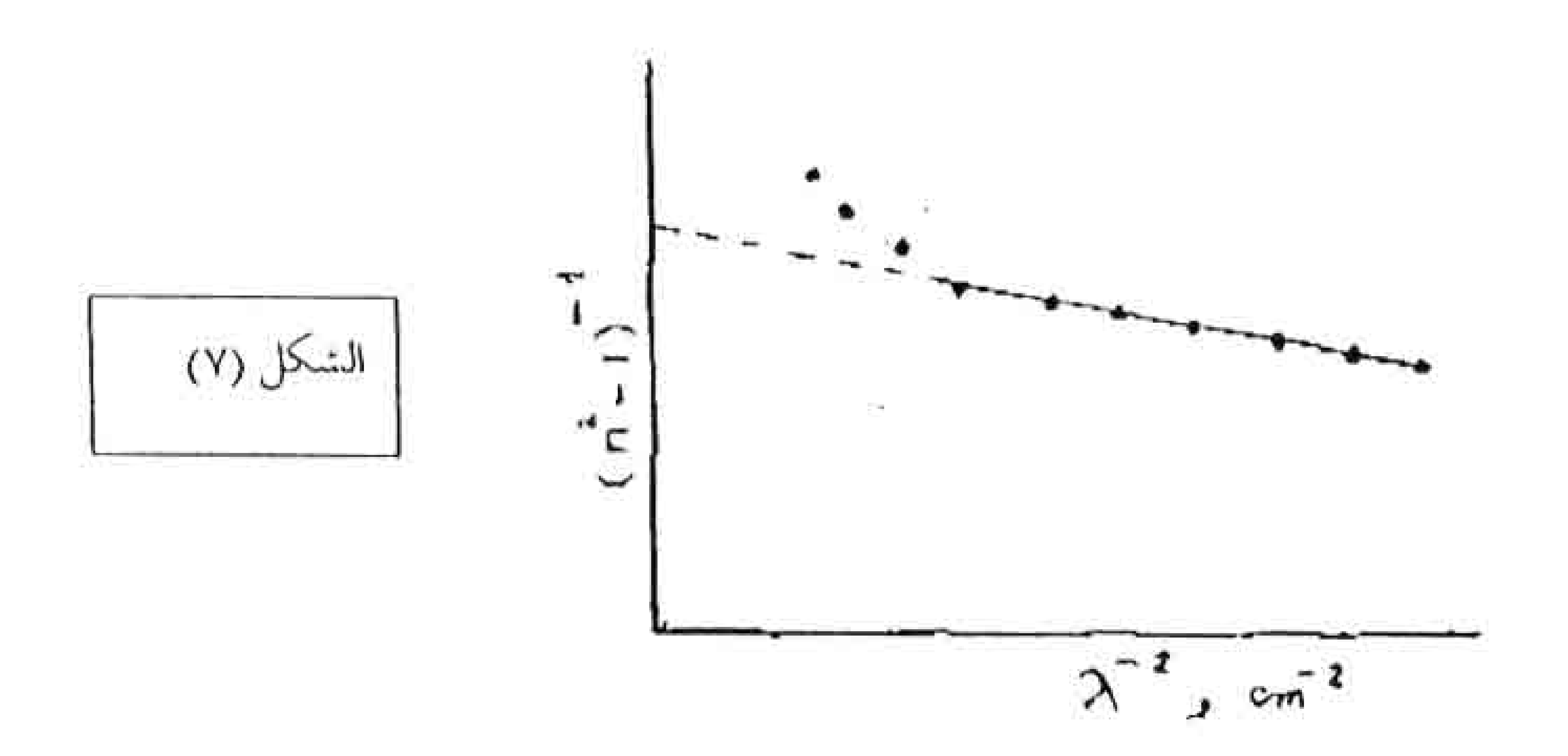
بعـد تعييـن قيمة كل من معامل الانكسار الحقيقى n ومعامل الانكسـار التخيـلى k فى مدى مناسب من الأطوال الموجبة يتم رسم العلاقتين $n(\lambda)$, $k(\lambda)$ كما فى الشكل(٦)



شكل (٦)

التمـــثيل الـــبيانى لـــلعلاقة $n(\lambda)$ يعرف باسم منحنى التفريق الطيفى لمعامل الانكسار التخيلى

(د) تعيين ثابت العزل عند ترددات عالية E_{∞}

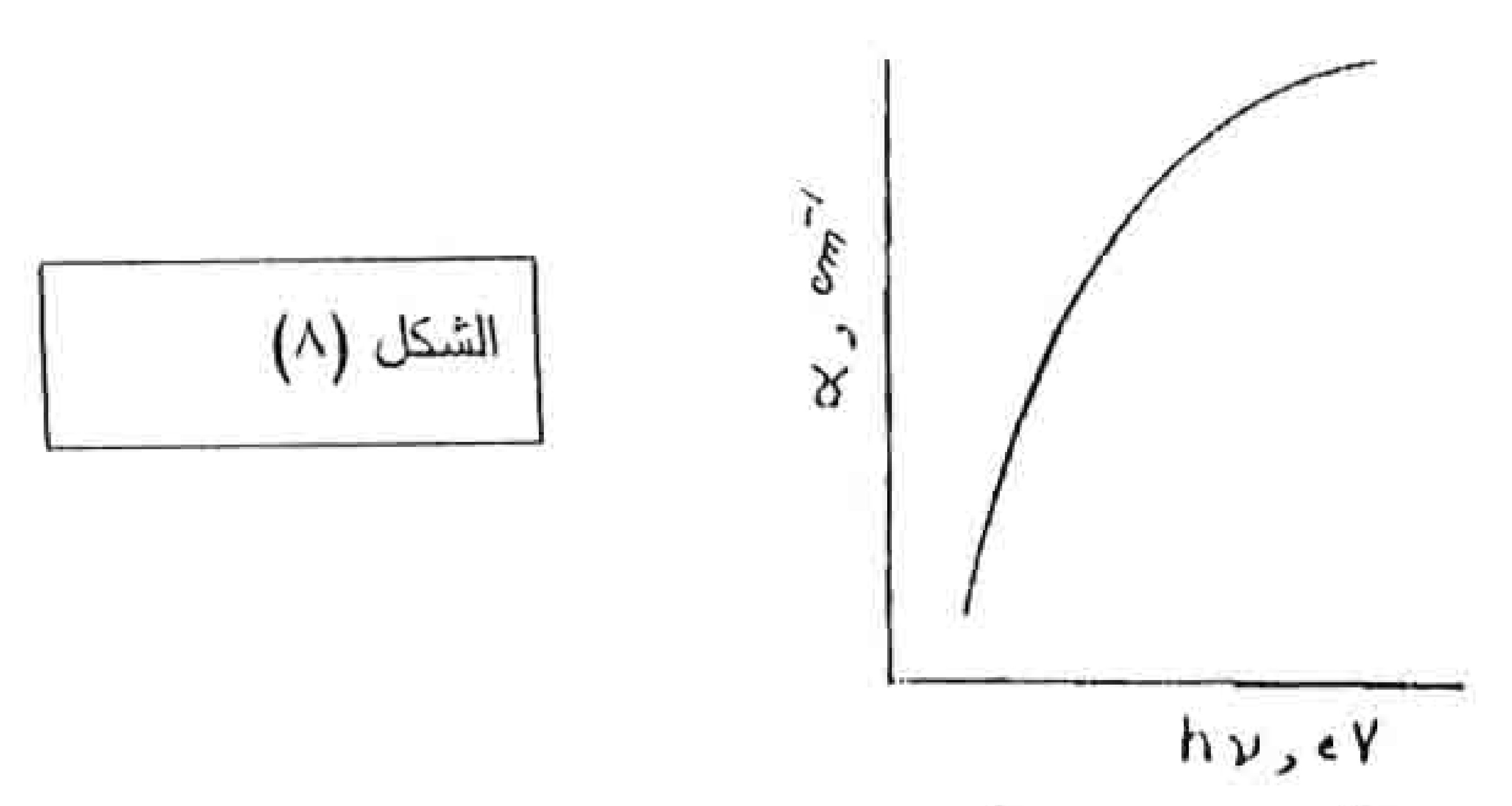


الشكل (٧)

عن طريق التمثيل البيانى للعلاقة (n^2-1) على المحور الرأسى ( ) $^{-2}(\lambda$ علـى المحور الأفقى نحصل على خط مستقيم المبين في الشـكل (٧) بمـده نحـو المحـور الرأسـى تدل نقطة التقاطع بين هذا الخط والمحـور الرأسى على قيمة $(n^2_\infty-1)^{-1}$ ومنها يمكن تعيين n^2_∞ وبالتالى يمكن تعيين ثابت العزل عند الترددات العالية .

(هـ) منحنى التفريق الطيفى لمعامل الامتصاص λ

تعيين λ من العلاقة $\propto = \dfrac{4\pi K}{\lambda}$ ، وبمعرفة K فى مـدى مناسـب من الأطوال الموجيه بالقرب من حافة الامتصاص الأساسـى يمكـن رسـم علاقة بيانية بين $\propto$ ممثلة على المحور الرأسى وطاقة الفوتونات h_2 على المحور الأفقى بالشكل (٨) (طاقـة الفوتون = $\times \dfrac{1.243}{\lambda\ micro}$) والوحدة التى تقاس بها طاقة الفوتونات هى الإلكترون فولت .



ويسـتفاد مـن معـرفة معـامل الامتصـاص $\propto$ بالقرب من حافة الامتصاص الأساسى فيما يلى :

(١) معــرفة نــوع الانـــتقالات الضوئية سواء كانت مباشرة أو غير مباشرة مسموحة أو غير مسموحة .

(٢) تعييــن قيمة الفراغ الطاقى E_0 المناظرة واتساع نطاق الطاقة الممنوع

يتم هذا وذاك بالتمثيل البيانى للعلاقة :

$$\alpha = A (h\lambda - E_0)^r$$

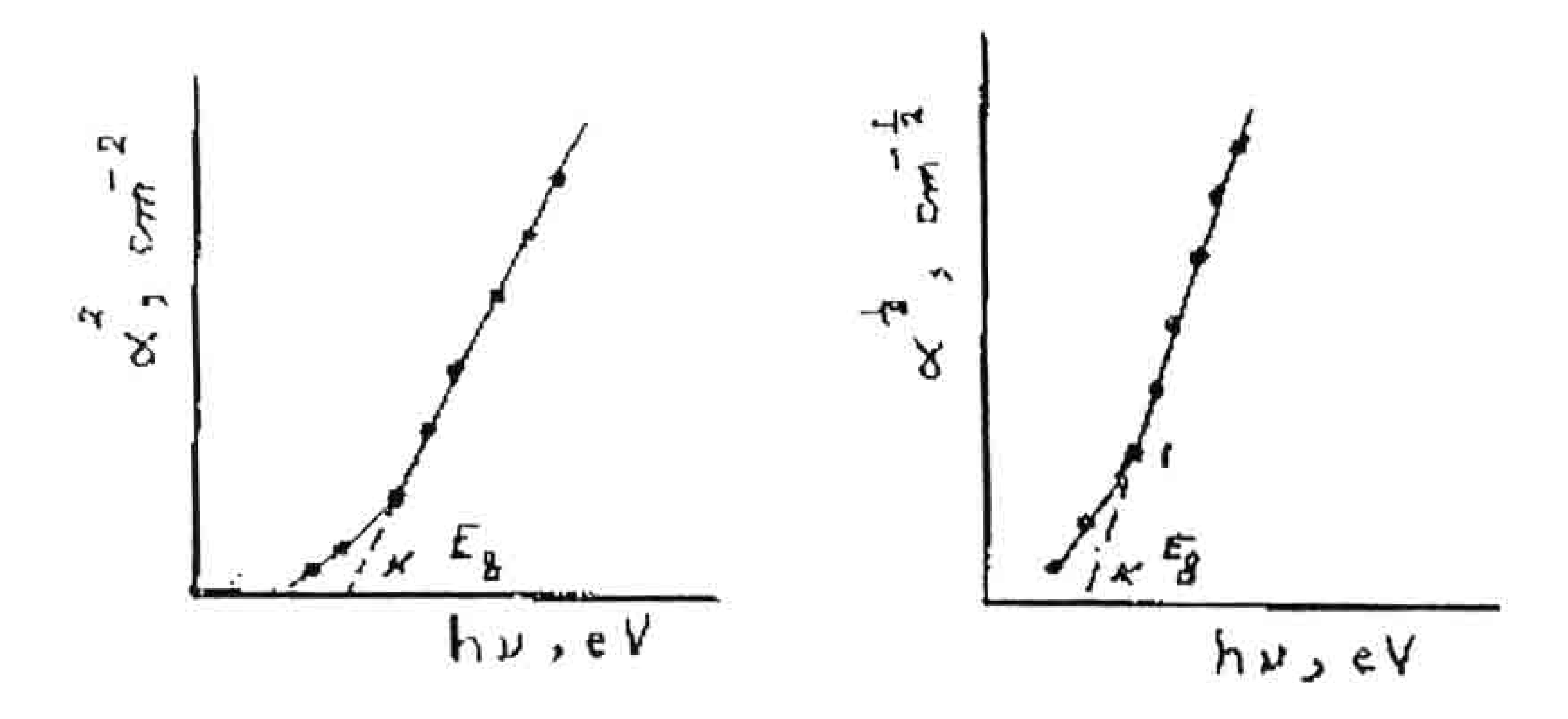
حيث

$r = \frac{1}{4}$ فى حالة الانتقالات المباشرة المسموحة

$r = 2$ فى حالة الانتقالات غير المباشرة المسموحة

$r = \frac{3}{2}$ فى حالة الانتقالات المباشرة الممنوعة

$r = 3$ فى حالة الانتقالات غير المباشرة الممنوعة

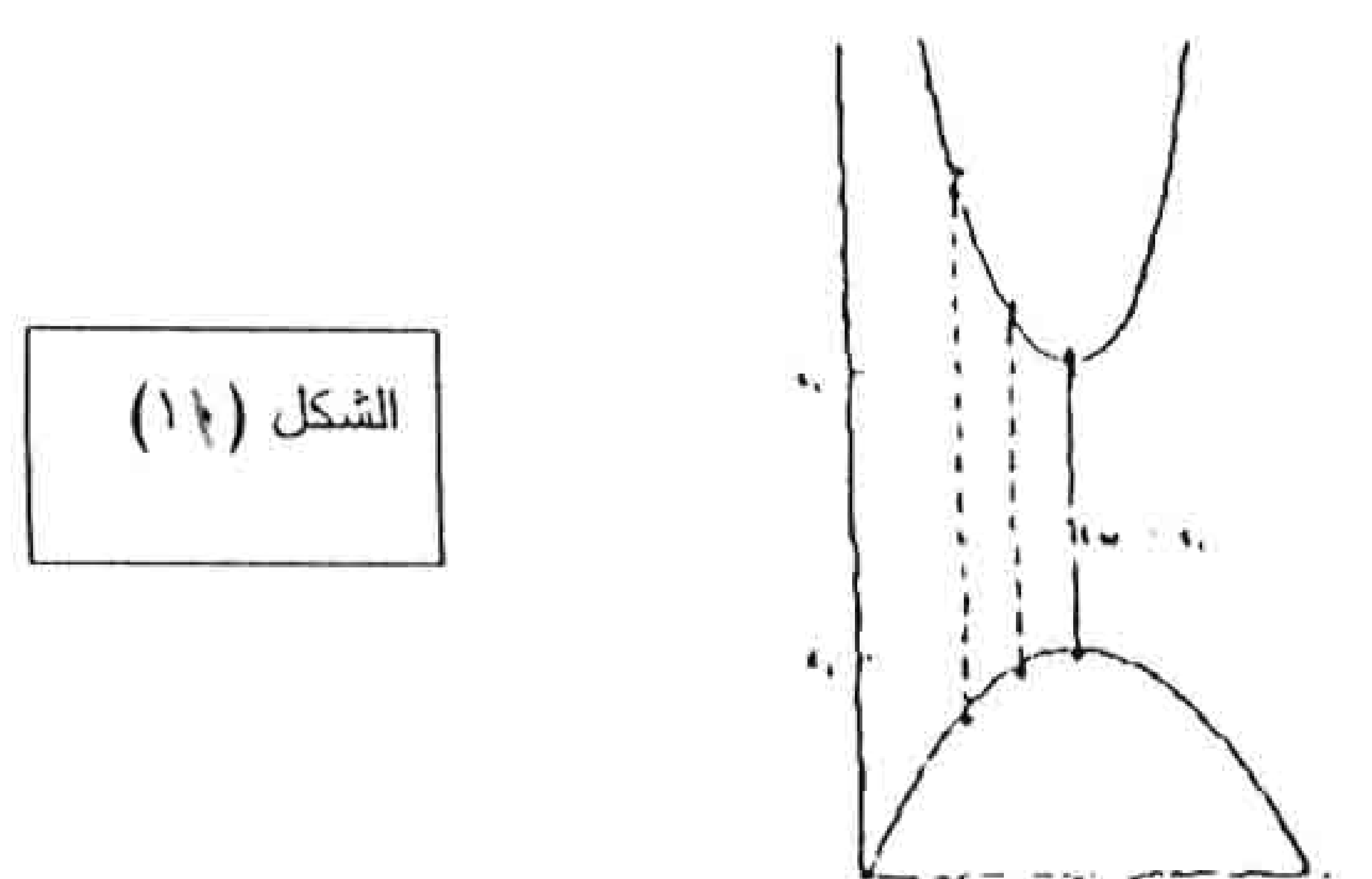


الشكل (٩)

الشـــكل (٩)ويمـــثل الشـــكل (٩) العلاقة بين $(\alpha)^2$ ممثلة على المحور الرأس و $h\lambda$ على المحور الأفقى . تدل العلاقة الخطية بين هذيـــن المـــتغيرين عـــلى أن الانـــتقالات الحادثة هى انتقالات مباشرة مســـموحة وبمـــد الجزء المستقيم من هذه العلاقة ليقابل المحور الأفقى لحصـــل عـــلى قيمة الفراغ الطاقى E_O أو قيمة اتساع نطاق الطاقة الممنوع .

ويمثل الشكل (١٠) العلاقة بين α ممثلى المحور الرأسى و $h\frac{1}{4}\lambda$ عـــلى المحـــور الأفقى تدل العلاقة الخطية بين هذين المتغيرين عـــلى أن الانـــتقالات الـــتى تحدث هى انتقالات ضوئية غير مباشرة مســـموحة . وبمـــد الجزء المستقيم من هذه العلاقة نحو محور $h\frac{1}{4}\lambda$

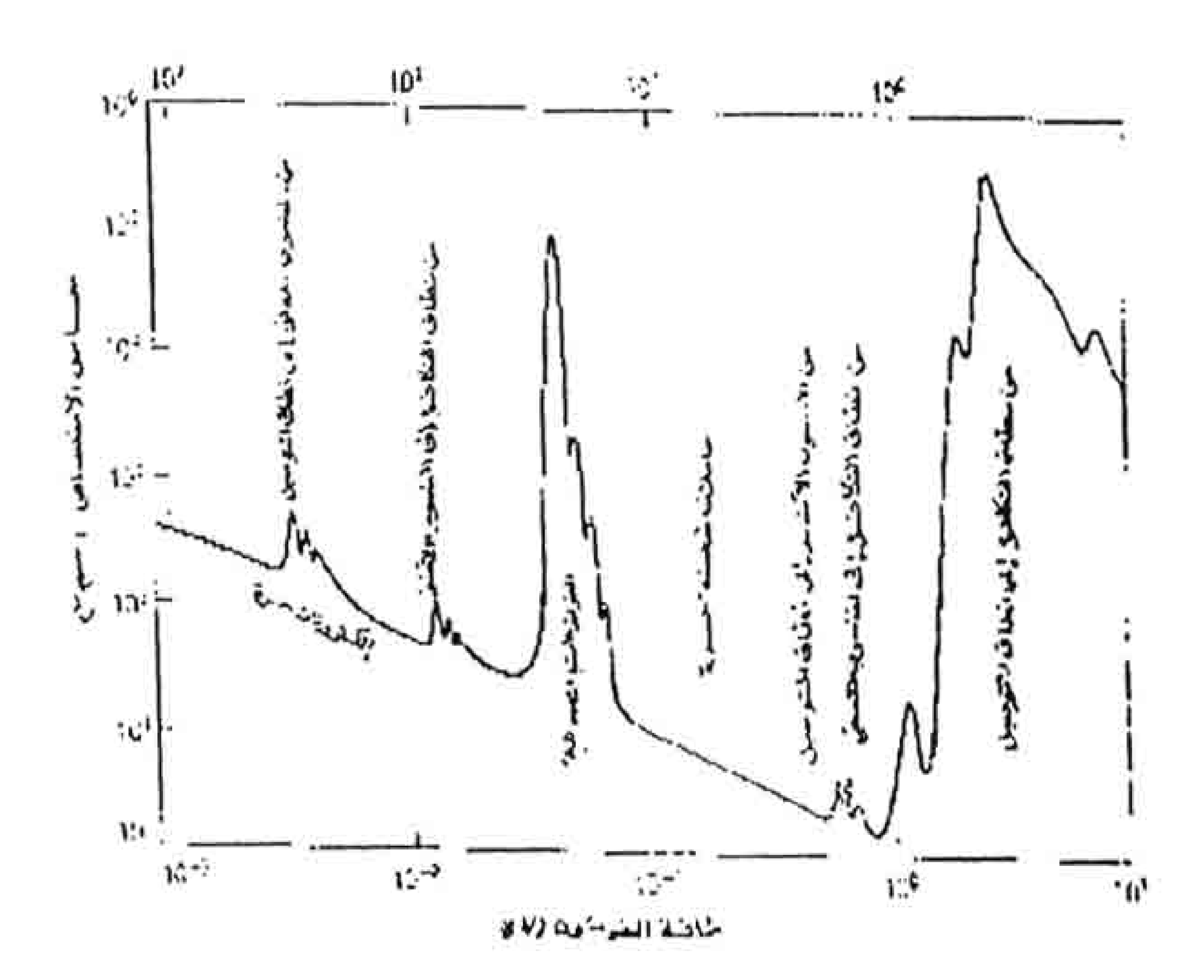
تـــدل نقطة التقاطع على فترة الفراغ الطاقى E_O المناظر أو قيمة اتساع نطاق الطاقة الممنوع .



الشكل (١١)

ويوضح الشكل (١١) حالة انتقال مباشر مسموح حيث ينتقل الإلكترون من قمة نطاق التكافؤ إلى قاع نطاق التوصيل .

ويتضح من الشكل أن قمة نطاق التكافؤ تقعد عند متجه موجى معين بينما يقع عند متجه موجى آخر.



شكل (١٢)

الأنواع الرئيسية لامتصاص الضوء فى أشباه الموصلات :

عندما يسقط الضــوء على شبه موصل ، يمكن ملاحظة الظواهــر الضوئية للامتصاص والإنعكاس والنفاذ . ويمكن أن نستمد العديــد مــن المعلومات المتعلقة بها من التركيب النطاقى والعمليات الإلكــترونية فى أشــباه الموصــلات . ويوضح الشكل (١٣) طيف امتصاص افتراضى لشبه موصل نموذجى كدالة فى طاقة الضوء $h\lambda$.

فعــند الطاقــات العــليا تمــتص الفونونـــات بواسطة انتقال الإلكترونات من نطاق التكافؤ الذى تكون مناسيبه ممتلئة إلى المناسيب الخالية فى نطاق التوصيل (امتصاص من نطاق إلى نطاق). ولطاقات أدنى بالضـــبط مـــن قيمة الفراغ الطاقى يمتص الإشعاع بسبب تكوين الأكزيــتونات وانــتقال الإلكــترونات بيـــن النطاق ومناسيب الشوائب (الانتقال من المنسوب المعطى إلى نطاق التوصيل والانتقال من نطاق التكافؤ إلى المنسوب الآخذ) . وانتقال الإلكترونات الحرة داخل نطاق التوصيل أو داخل نطاق التكافؤ تسبب امتصاصً يزداد مع نقص طاقة الفولـــون . ويمكن أيضاً للبلورة نفسها أن تمتص إشعاعاً وتفقد الطاقة عـــلى هيئة فونونات (امتصاص الشبيكة) . وفى النهاية ، عند الطاقات المنخفضـــة أو عـــند الأطوال الموجية الطويلة يمكن ملاحظة انتقالات الإلكترونات بين الشوائب والأنطقة المصاحبة لها.

ولقـــد أعطيـــنا اهــتماماً ملحوظاً فى الفقرة السابقة للانتقالات الضوئية المباشرة وغير المباشرة من قمة نطاق التكافؤ إلى قاع نطاق التوصيل.

٣) الفلـــــــــزات :

الكميـــات المجهولـــة فى معادلـــتى مورمـــان المعـــبرتين عن الانعكاسية R والنفاذية T شريحة رقيقة من فلز هى سمك الشريحة t ومعامل الانكسار الحقيقى 12 ومعامل انكسار التخيلى k

أ- تعين سمك الشريحة :

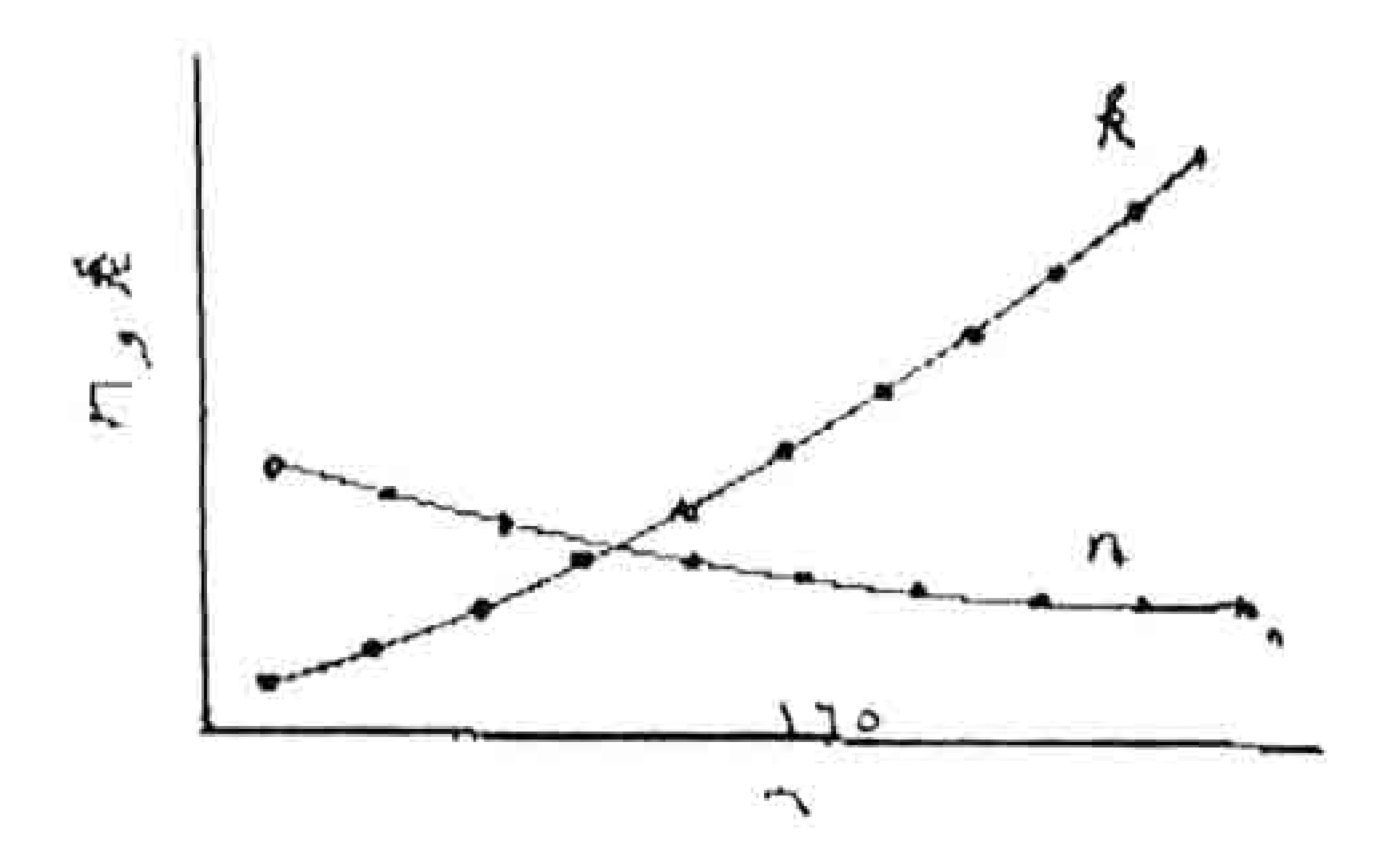
يتم تعين سمك الشريحة بطريقة تولانسكى الموضحة فى فقرة سابقة ويبقى مجهولان هما K. n .

ب - حساب k .n :

من القياسات الانعكاسية R والنافذية T لشريحة رقيقة من فـــلز فى مـــدى مناسب من الأطوال الموجبة بواسطة الاسبكترومتر ثم يحـــل معادلتى هورمان بواسطة الحاسب الآلى استخدام برامج خاصه معده لهذا الغرض يتم حساب كل من K -n

ب - منحنى التفريق لكل من k .R :

بعـــد تعيين K.n لشريحة رقيقة من فلز فى مدى مناسب من الأطوال البروجسيم يمكن رسم علاقة بيانية بين R λ المنحنى الناتج يسمى ملحلى التفريق الطيفى لمعامل انكسار n



كما يمكن رسم العلاقة البيانية بين K , γ نحصل على منحنى يسمى منحنى التفريق الطيفى لمعامل الانكسار التخيلى K يمثل الشكل (١٤) منحـــنى الـــتفريق الطيفى لمعامل انكسار " المنحنى " ومنحنى التفريق الطيفى لمعامل الانكسار التخيلى K .

د – تعين بعض الخصائص الميكروسكوبين لشريحة رقيقة من فلز :

تـــبعا لـــنظرية الإلكترون الحر التى اقترحها دورو Drude المتعلقة بالثوابث الضوئية فى الفلزات فى منطقة الأشعة تحت الحمراء يتـــبين أن المعـــادلات الـــتالية تـــربط بيـــن الـــثوابت الضـــوئية $(K - n)$ والعدد الموجى γ الاشعاع الساقط :

$$\frac{1}{(k^2 - n^2 + 1)} = \frac{1}{(\gamma_0)^2} [(\gamma)^2 + (\gamma k)^2]$$

$$\frac{1}{(2N k \gamma)} = \frac{1}{(\gamma_0)^2} [(\gamma)^2 + (\gamma k)^2]$$

حيث تعطى $(\gamma_0)^2$ و (γ_R) بالعلاقة

$$(\gamma_0)^2 = \frac{Ne^2}{\pi m^* c^2}$$

$$(\gamma_R) = \frac{1}{2\pi C\tau}$$

حيــث N تركيــز الإلكترونات الحرة "عدد الإلكترونات التوصيل فى وحــده الحجوم" γ ، e هى شخصية الإلكترونات مقدره لوحدات الكهروســتاتية وام ستار الكتلة الفعالة للإلكترون " تؤخذ عادة مساوية الكتلة τ.m هى زمن الاسترخاء وسرعة الضوء فى الفراغ .

لهذا يمكن برسم $(\nu)^2$ كدالة فى $(k^2 - n^2 - 1)^{-1}$ يمكن الحصول على علاقة خطية ، ميل هذه العلاقة يساوى هو $(\overline{\nu})^{-2}$ وبرسم علاقة بيانية "Vx k-n-n''" كدالة فى γ عبارة عن خط مستقيم 2V ميلو "V_0" $^{-2}$ x "VR"$^{-1}$ وبربط ميل العلاقة الأولى يميل العلاقة الثانية يمكــن حســاب تركيــز الإلكترونات الحرة R وزمن الاسترخاء τ بفرض معرفة محل من c, M*, e

وبمعــرفة τ.n ويمكن حساب الموصولية الكهرستاتيكية σ باستخدام العلاقة :

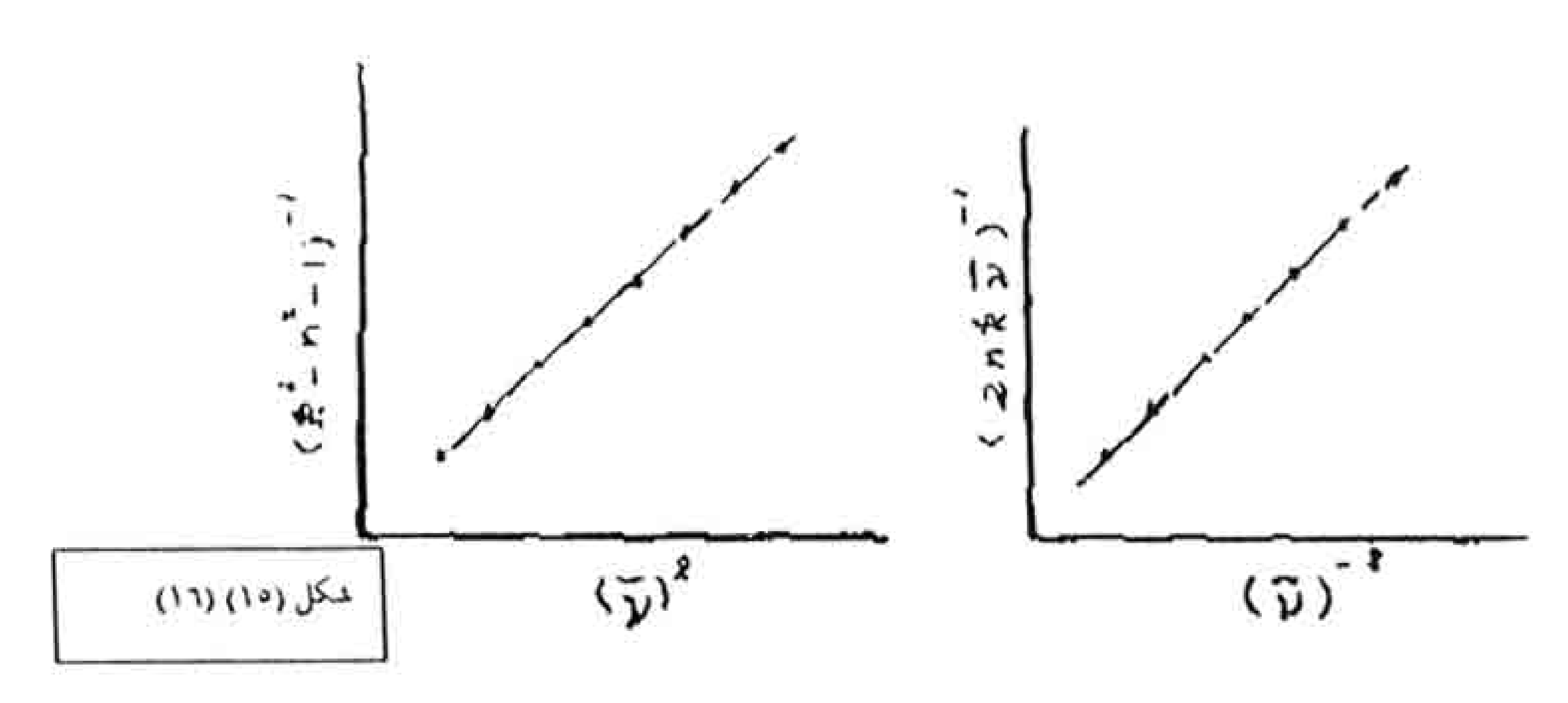
$$\sigma = \frac{Ne^2\tau}{m} \qquad (٢٨)$$

كما يمكن حساب سرعة الإلكترون عند سطح V_f باستخدام العلاقة :

$$\upsilon_F = \left[\frac{3\,(V_0)^2 h^3 C^2}{8\, m^{*2}\, e^2} \right]^{1/3}$$

أو العلاقة :

$$\upsilon_F = \left[\frac{3\, NH^3}{8\, m^{*2}\, C^2} \right]^{1/2} \qquad (٢٩)$$



شكل (١٥) (١٦)

ويوضح الشكلان (١٥) و (١٦)" كذا " الأشكال البيانية للعلاقتين $F = (K^2+n^2-1)\,(\nu)^2$ والعلاقة $(2nk\gamma)^{-1} = g\,(\gamma)^2$ على الترتيب التى يتم منهما تعين σ, τ, N فى كل حالة ثم حساب الخصائص الميكروسكوبية السابقة تبعاً لنموذج درود.

ويمكن أيضا حسابه المساحة الفعالة لسطح فيرمى من العلاقة :

$$AF = 4\,\pi\,(\,3\,\pi^2\,N\,)^{2/3} \qquad (٣٠)$$

كما يمكن حساب طاقة فيرمى من العلاقة

$$E_F = \frac{h^2}{2m}\,(\,3\,\pi^2\,N\,)^{2/3} \qquad (٣١)$$

وكذلك كثافة المناسيب عند سطح فيرمى من العلاقة

$$G\,(\,E_F\,) = \frac{3N}{2E_F} \qquad (٣٢)$$

ويمكن استخلاص أن الثوابت الضوئية لشريحة رقيقة من الفلز يمكن استخدامها فى تعين:

١- تركيز الإلكترونات الحرة

٢- زمن الاسترخاء

٣- الموصولية الكهروستاتيكية

٤- سرعة الإلكترون عند سطح فيرمى

٥- المساحة الفعالة لسطح فيرمى

٦- طاقة فيرمى

٧- كثافة المناسيب عند سطح فيرمى

تترد البلازما :

يمكن تعين تردد البلازما $W_P = 2\pi\gamma_P = 2\pi c/\lambda_P$

مــن التوزيع الطيفى لكل من n , k ويكون الطول الموجى

الذى تكون عنده $k = n$ هو λ_P وبالتالى يمكن حساب W_p:

لكن ،

$$(W_p)^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m^*} = \frac{4\pi^2C^2}{\lambda^2P} \qquad (٣٣)$$

لذلك يكون :

$$N = \frac{(W_p)^2m^*}{4\pi e^2} = \frac{\pi m^*C^2}{\pi^2 e^2} \qquad (٣٣)$$

ثابت العزل للشبيكة ε_L :

تدل العلاقة الآتية على ثابت العزل الحقيقى :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_L - B\lambda^2 \qquad (٣٥)$$

حيث

$$\varepsilon_1 = n^2 - K^2$$

ε_L ثابت العزل للشبيكة

B مقدار ثابت

λ الطول الموجى الذى تم عنده تعيين ε_1

العلاقة السابقة علاقة خط مستقيم ميله

$$B = \frac{e^2 N}{4\pi^2 \varepsilon_o m C^2} \qquad (٣٦)$$

حيث e شحنة الإلكترون

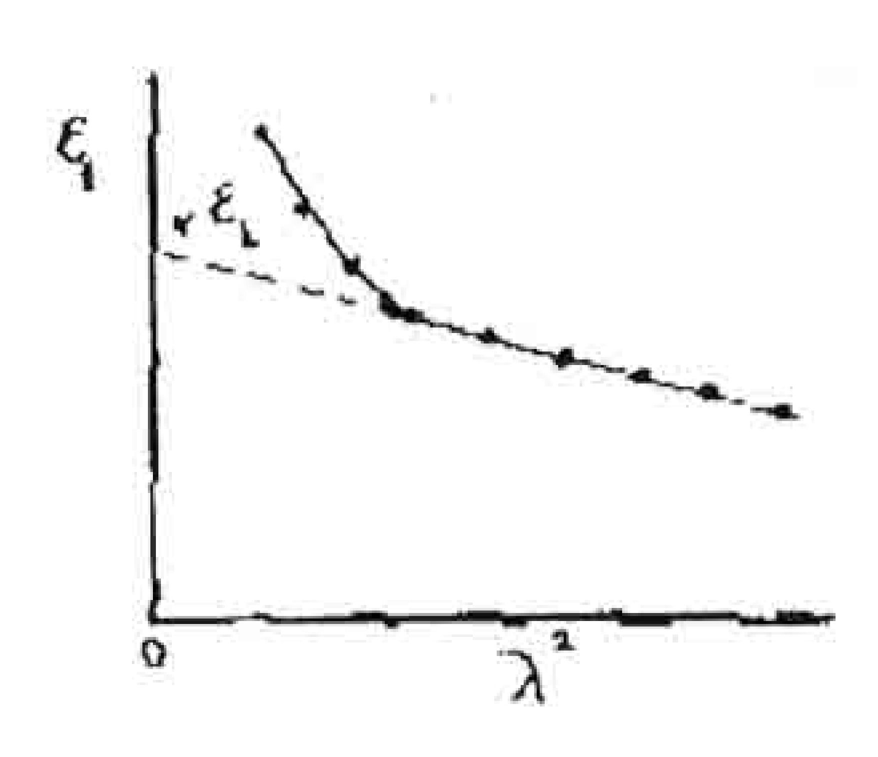
N تركيز حاملات الشحنة

ε_0 النفاذية فى الفراغ = 8.85×10^{-12} فاراد / م

m* الكتلة الفعالة للإلكترون

C سرعة الضوء = 3×10^8 م / ث

وتعطى نقطة تقاطع هذا الخط المستقيم أو امتداده مع المحور الرأسى عند $\lambda = 0$ قيمة ε_L ويوضح الشكل (١٧) العلاقة البيانية بين λ^2 , ε_1 وهى علاقة يمثلها خط مستقيم .



شكل (١٧)

ثابت العزل التخيلى ε_2

يــتعين ثــابت العزل التخيلى ε_2 من العلاقة $\varepsilon_2 = 2n\,k$

وترتبط المركبتان الحقيقية و التخيلية لثابت العزل بالعلاقة الآتية

$$E = E_1 - iE_n = (n^2 - K^2) - i(2\,nk) \quad (٣٧)$$

أوجه الاستفادة من تعين مركبتى ثابت العزل و هما:

$$\varepsilon_2 = 2kn, \qquad \varepsilon_1 = n^2 - k^2$$

فى تعيين:

١- دالة فقد الطاقة السطحية

٢- دالة فقد الطاقة الحجمية

٣- الموصولية الضوئية الحقيقية

٤- الموصولية الضوئية التخيلية

أولاً: دالة فقد الطاقة السطحية ودالة فقد الطاقة الحجمية:

تتعين دالة فقد الطاقة السطحية

$$- \mathrm{Im} \left(\frac{1}{\varepsilon + 1} \right)$$

من العلاقة

$$- \mathrm{Im} \left(\frac{1}{\varepsilon + 1} \right) = \frac{\varepsilon_2}{[\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2]}$$

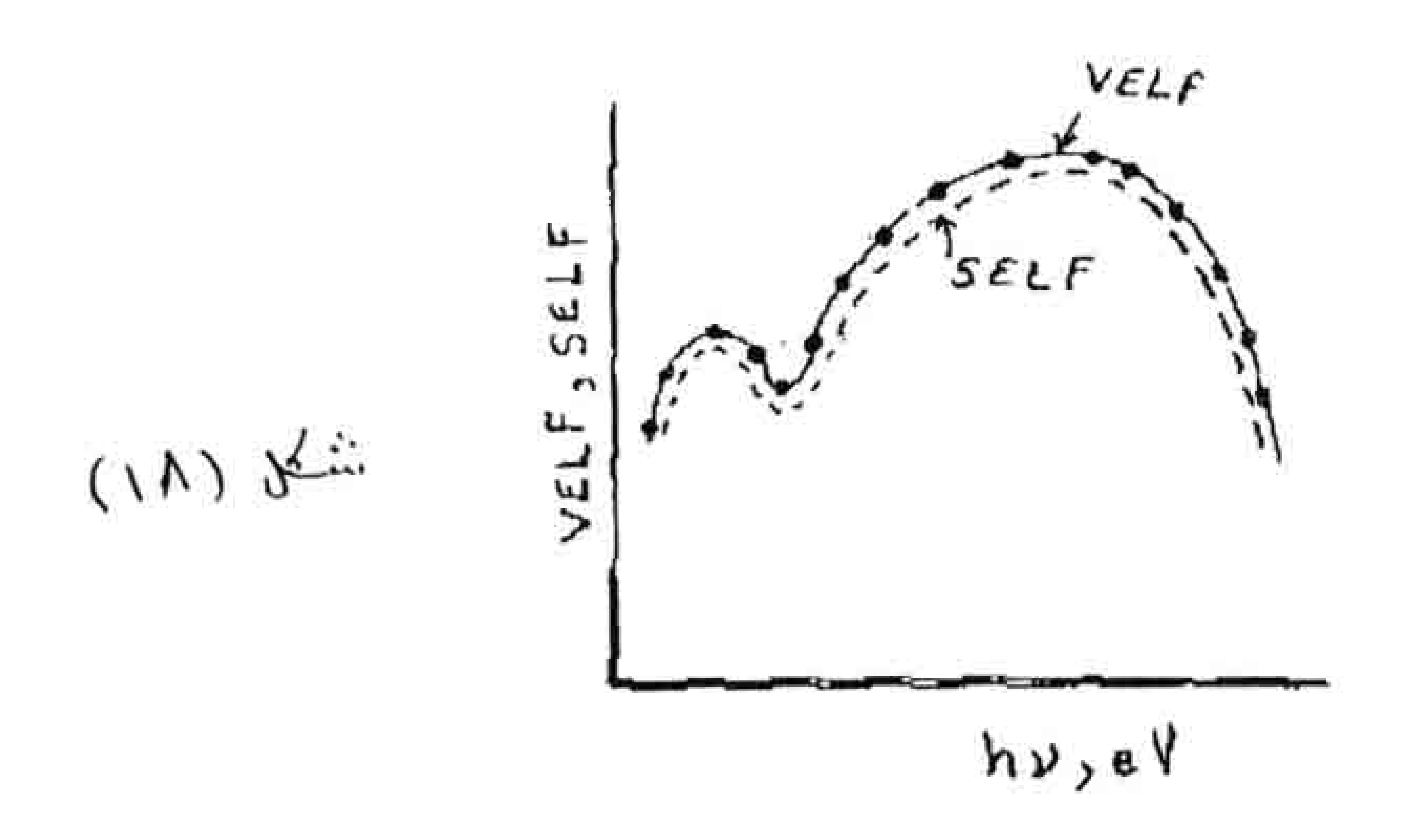
وتتعين دالة فقط الطاقة الحجمية

$$\mathrm{Im} \frac{1}{\varepsilon}$$

من العلاقة

$$- \mathrm{Im} \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) \left[\frac{\varepsilon_2}{[\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2]} \right]$$

وتدل هاتان الدالتان على أن الإلكترونات السريعة ستفقد جانباً من طاقتها خلال مرورها بسطح المادة وخلال المادة نفسها على الترتيب وترتبط هاتان الدالتان بمركبتى ثابت العزل المركب الحقيقية والتخيلية بالعلاقتين السابقتين .



شكل (١٨)

ويوضح الشكل (١٨) كلاً من دالة فقد الطاقة السطحية ودالة فقد الطاقة الحجمية كل منهما ممثل على المحور الرأسى وطاقة الفوتون للإشعاع الساقط ممثلة على المحور الأفقى ويوضح التمثيل البيانى للدالتين وجود بعض النهايات العظمى وتوضح مواضع هذه النهايات العظمى طاقة بعض الانتقالات التى يوضحها عادة التركيب النطاقى للفلزات وهو تركيب معقد غالباً .

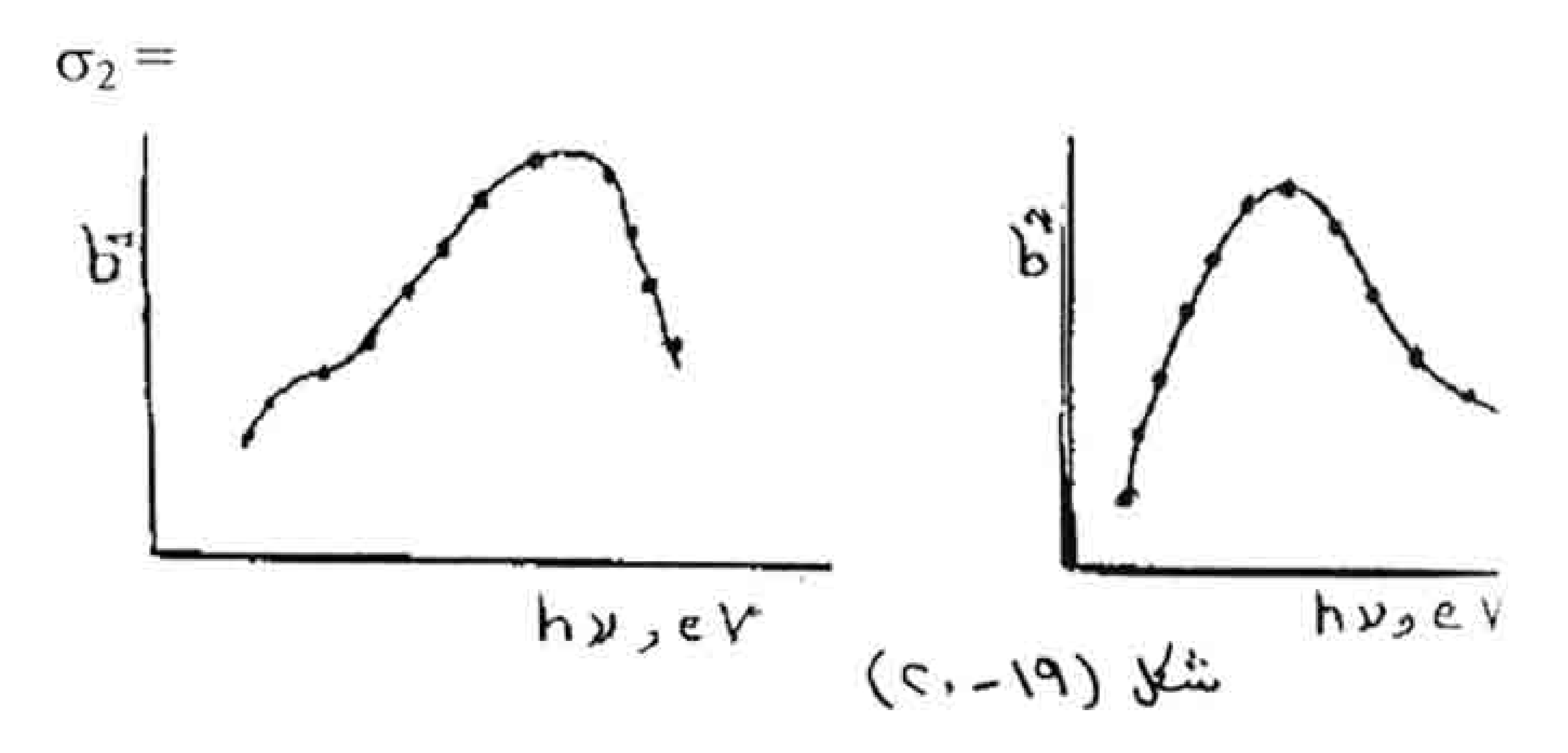
الموصلية الضوئية الحقيقية والتخيلية

تستخدم المركبتان الحقيقية والتخيلية ε_2 , ε_1 لثابت العزل فى حساب الموصلية الضوئية الحقيقة σ_1 والموصلية الضوئية التخيلية σ_2 بالعلاقتين التاليتين على الترتيب

$$\sigma_1 = \frac{\varepsilon_2 \, W}{4\pi}$$

$$\frac{(\varepsilon_1 - 1)w}{4\pi}$$

$\sigma_2 =$



شكل (١٩-٢٠)

حيــث W الــتردد الــزاوى للإشعاع الساقط والتمثيل البيانى لكل من هاتين الكميتين كدالة فى طاقة الفونونات موضح فى الشكلين (١٩) ، (٢٠) على الترتيب . قد تظهر فى هذه الأشكال البيانية بعض النهايا العظــمى. وتحـــدد مواضعها طاقة بعض الانتقالات بين أنطقة الطاقة وفقاً للتركيب الطاقى المعقد للفلزات .

تأثير ديمبر – الظاهرة الفولت ضوئية الشاذة :

Dember effect – Anomelous photovoltage

نـــأخذ شبه موصل متجانس مضاد عند اختراق الضوء لشبة الموصل يتناقص تمشياً مع قانون بوجير ولامبارت :

$$J_X = J_0 e^{-\alpha X}$$

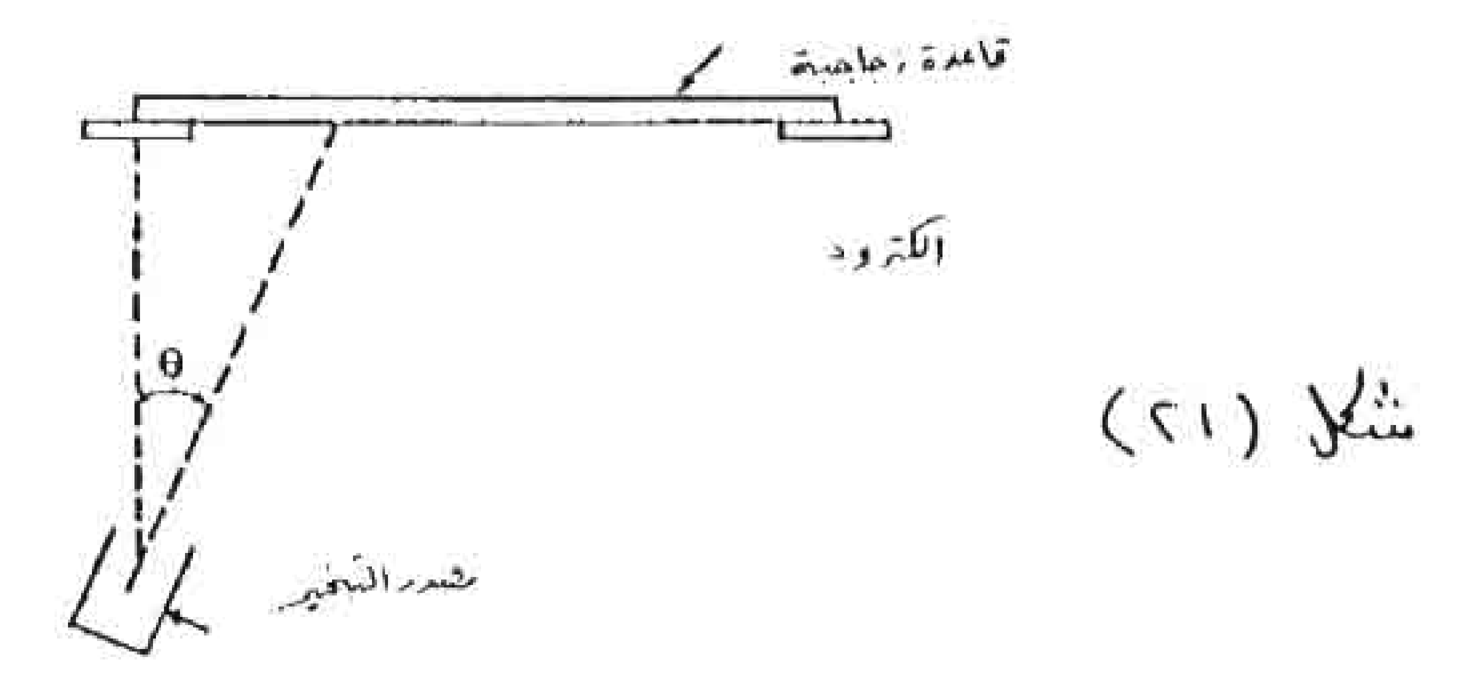
$$q(x) = q(o)\, e^{-\alpha X}$$

ينشـــأ عن امتصاص الضوء توليد حاملات شحنة يقل أسياً مع المسافة المقطوعة فى شبه الموصل تبعاً للعلاقة التالية :

$$G(x) = G(o)\, e^{-\alpha X} \quad , G(o) = \alpha\, q(o)$$

ويسبب توليد حاملات الشحنة غير المنتظم انتشار حاملات الشحنة فى شـــبه الموصــــل لكن نظر الآن معاملى انتشار الإلكترونات والفجوات مختـــلفان فإن حاملات الشحنة المتحركة يتم فصلها بعضها عن بعض فالإلكـــترونات ذات الحـــركية الأكبر تخترق شبه الموصل إلى أعماق أكـــبر ممـــا تخرقها الفجوات ويتولد على السطح المضاد شحنة موجبة وعـــلى الســـطح المظلم شحنة سالبة ويتولد مجال كهربى موجه على طـــول الحزمة الضوئية . وظهور المجال الكهربى داخل شبه الموصل المتجانس المضاد يعرف باسم تأثير ديمبر.

ولقد لاقى تأثير ديمبر اهتماما كبيراً فى حالة شرائح رقيقة من

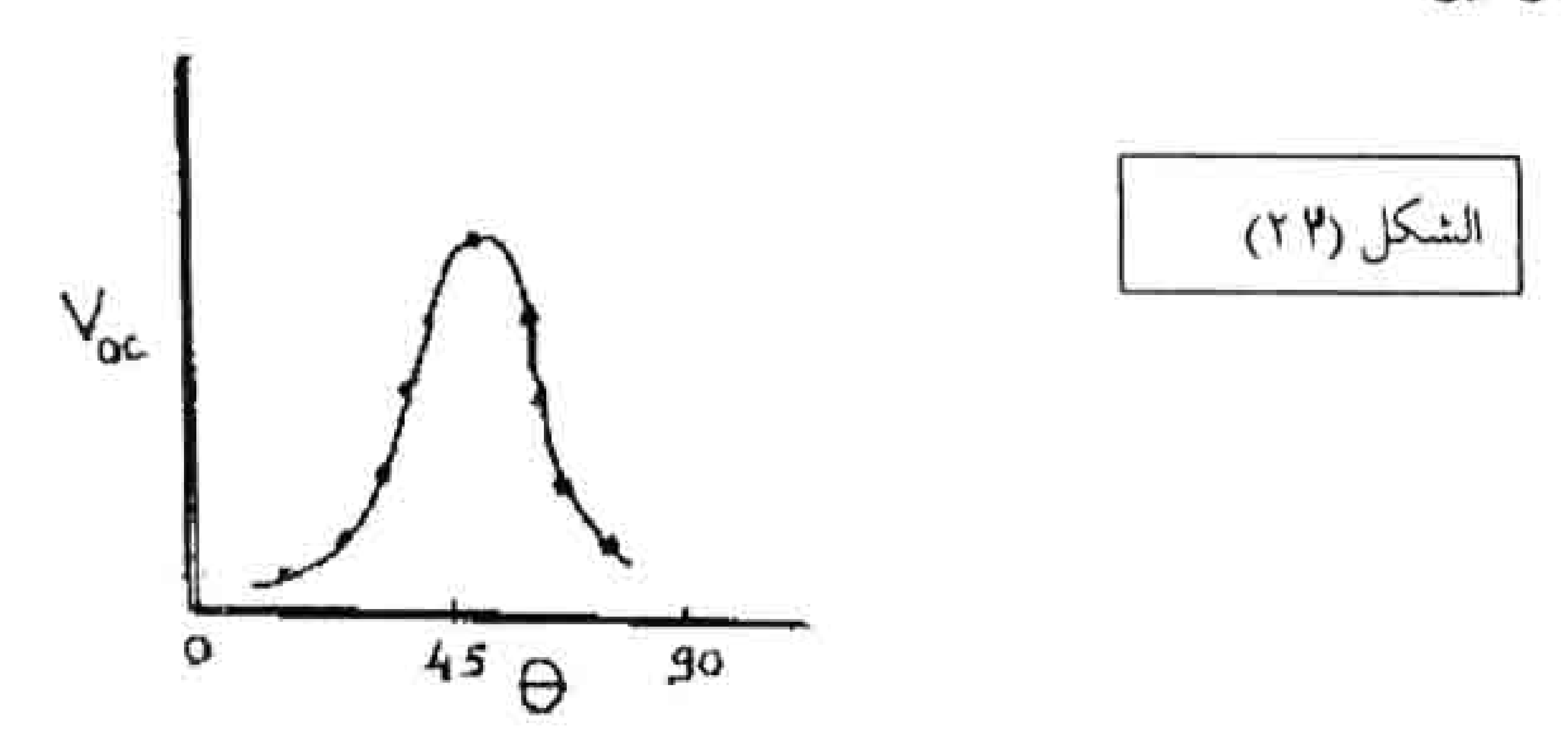


شكل (٢١)

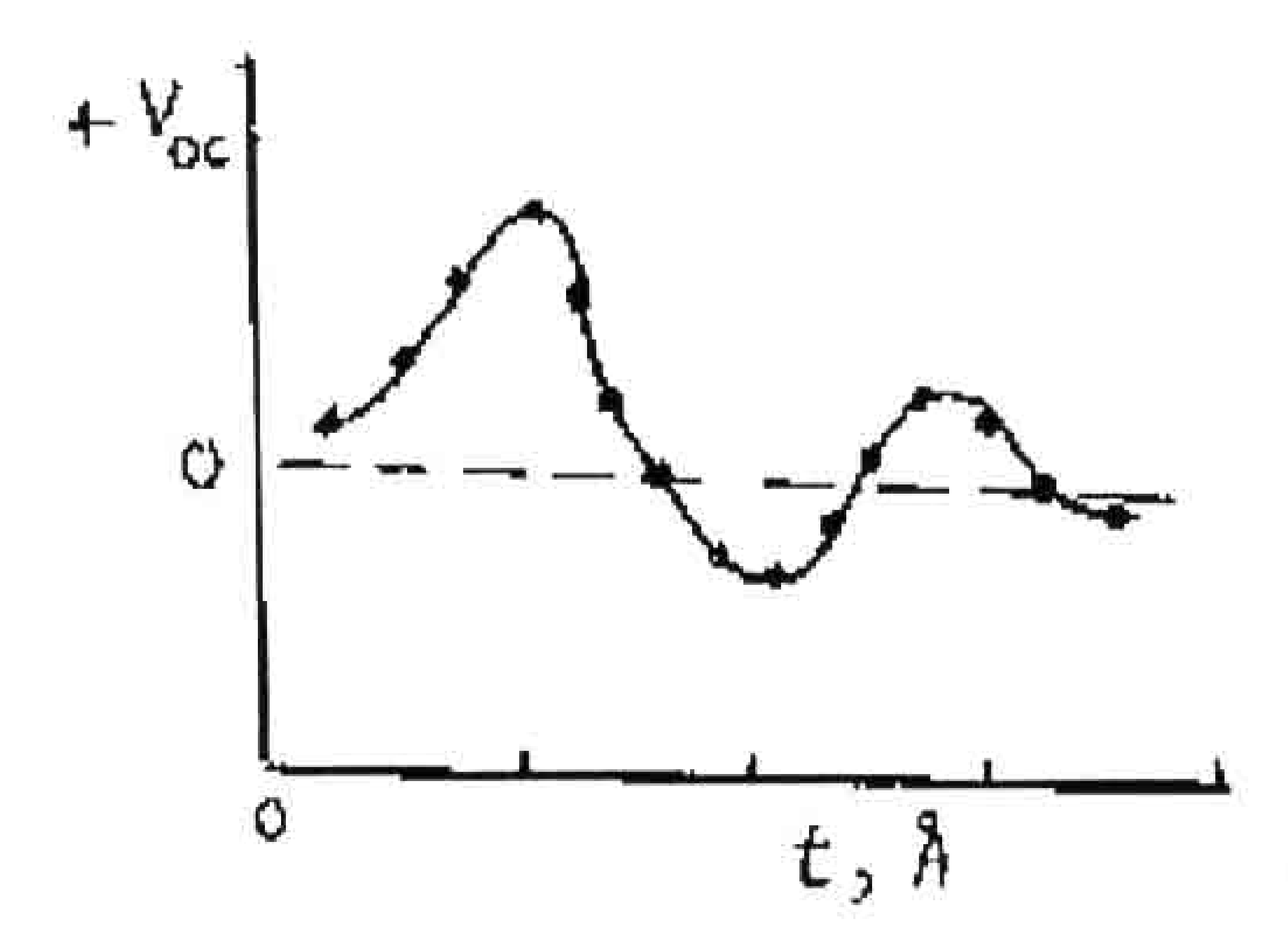
أشـــباه الموصلات التى تتميز بمقاومات نوعية كبيرة جداً هذه الشرائح تحضـــر فى الفـــراغ تميـــل عـــلى حوامل زجاجية حتى يتدرج سمك الشـــريحة مـــن أحد طرفيها إلى الطرف الآخر وبوضع إلكترونين من الألومـــنيوم بالتـــبخير أيضاً على السطح العلوى للشريحة بحيث يفصل أحدهمـــا عن الآخر مسافة مناسبة وعند إضاءة هذه الشريحة سواء فى

الاتجـــاه الأمامى أو الاتجاه الخلفى يتولد مجال كهربى داخل الشريحة يظهـــر على صورة فرق فى الجهد يمكن قياسه بين الإلكترونين. مثل هـــذه الظاهرة تعرف باسم الظاهرة الفولت ضوئية الشاذة . ويمكن أن تســـتخدم هـــذه الظاهرة فى تصميم كاشفات للإشعاع Radiation detectors ومـــن أمثـــلة المـــواد التى تصلح لهذا الغرض تلوريد الكـــادميوم – كبريتيد الأنيتمون – سيليند الكادميوم وأيوديد الرصاص وغيرها .

الشكل (٢٢)



ويوضح الشكل (٢١) توقف جهد الدائرة المفتوحة على زاوية ترسيب الشريحة ومنها يتضح وجود نهاية عظمى لقيمة V_{OC} عند الـــزاوية 45 لذلـــك يفضل تحضير عينات الفولت ضوئية عند هذه الزاوية ويوضح الشكل (٢٢) توقف V_{OC} على سمك الشريحة ومنه نتـــبين أن V_{OC} يزداد أولا مع زيادة السمك حتى يصل إلى النهاية العظـــمى ثم يقل تدريجياً إلى الصفر ثم تنعكس القطبية مع الاستمرار فى زيادة السمك .



شكل (٢٣)

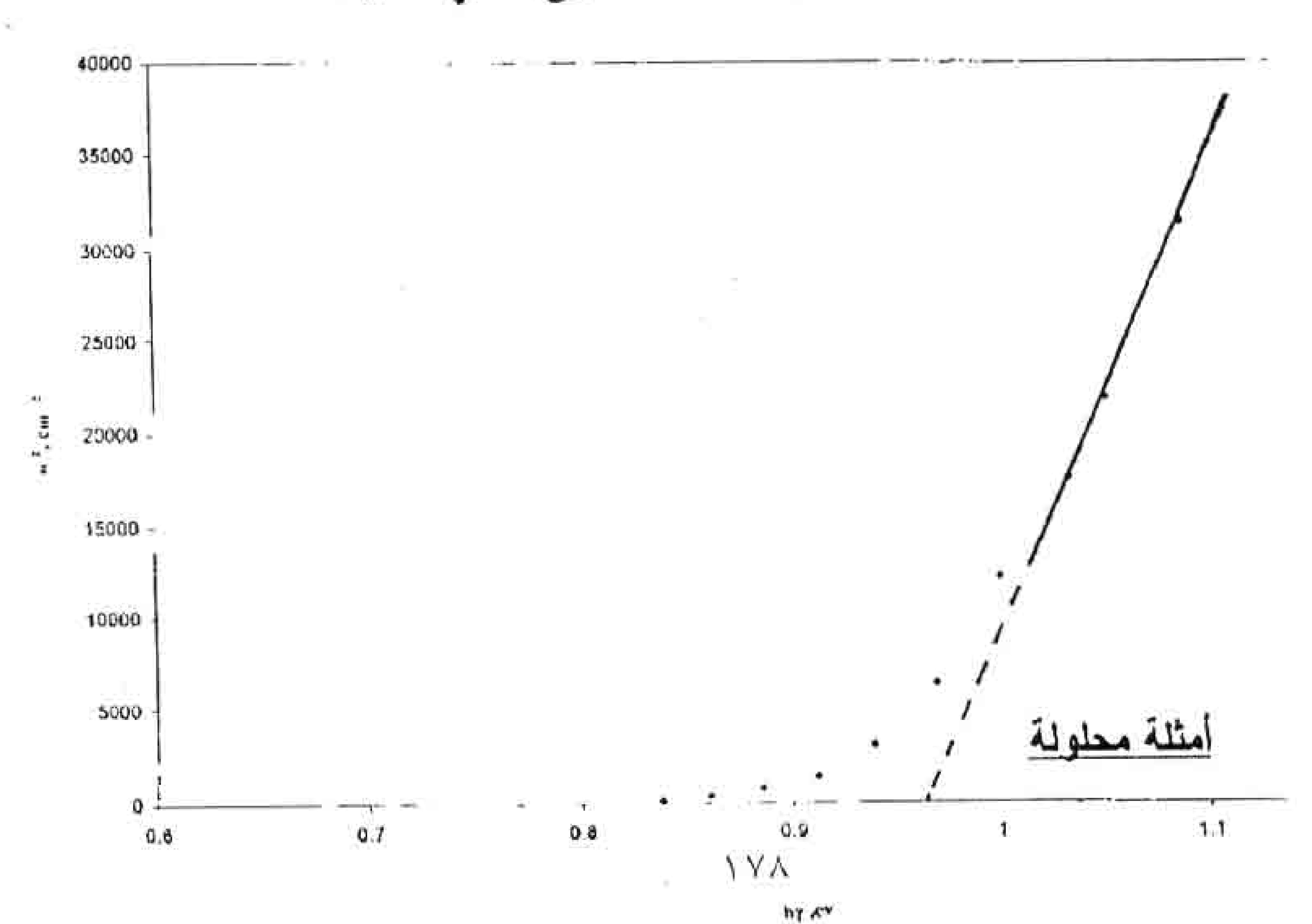
مثال (١) :

في تجربة لتعيين معامل الانكسار التخيلي k كدالة في الطول الموجي λ سجلت النتائج كما في الجدول التالي :

λ,μm	k	α E+04	α^2	hγ.ev
1.12	0.331	3.704	37040	1.107
1.14	0.285	3.143	31430	1.088
1.18	0.205	2.184	21840	1.051
1.20	0.167	1.750	17500	1.033
1.24	0.123	1.217	12170	1
1.28	0.063	0.638	6380	0.969
1.32	0.032	0.305	3050	0.939
1.36	0.015	0.139	1390	0.912
1.40	0.009	0.081	810	0.886
1.44	0.004	0.035	350	0.861
1.48	0.001	0.009	90	0.838

و المطلوب رسم العلاقة البيانية بين كل من α^2 و hγ الكترون فولت.

مثلا hγ على المحور الأفقى و α^2 على المحور الرأسي و من الرسم البياني تعرف على نوع الانتقالات الضوئية الحادثة و كذلك قيمة الفراغ الطاقي المناظر .



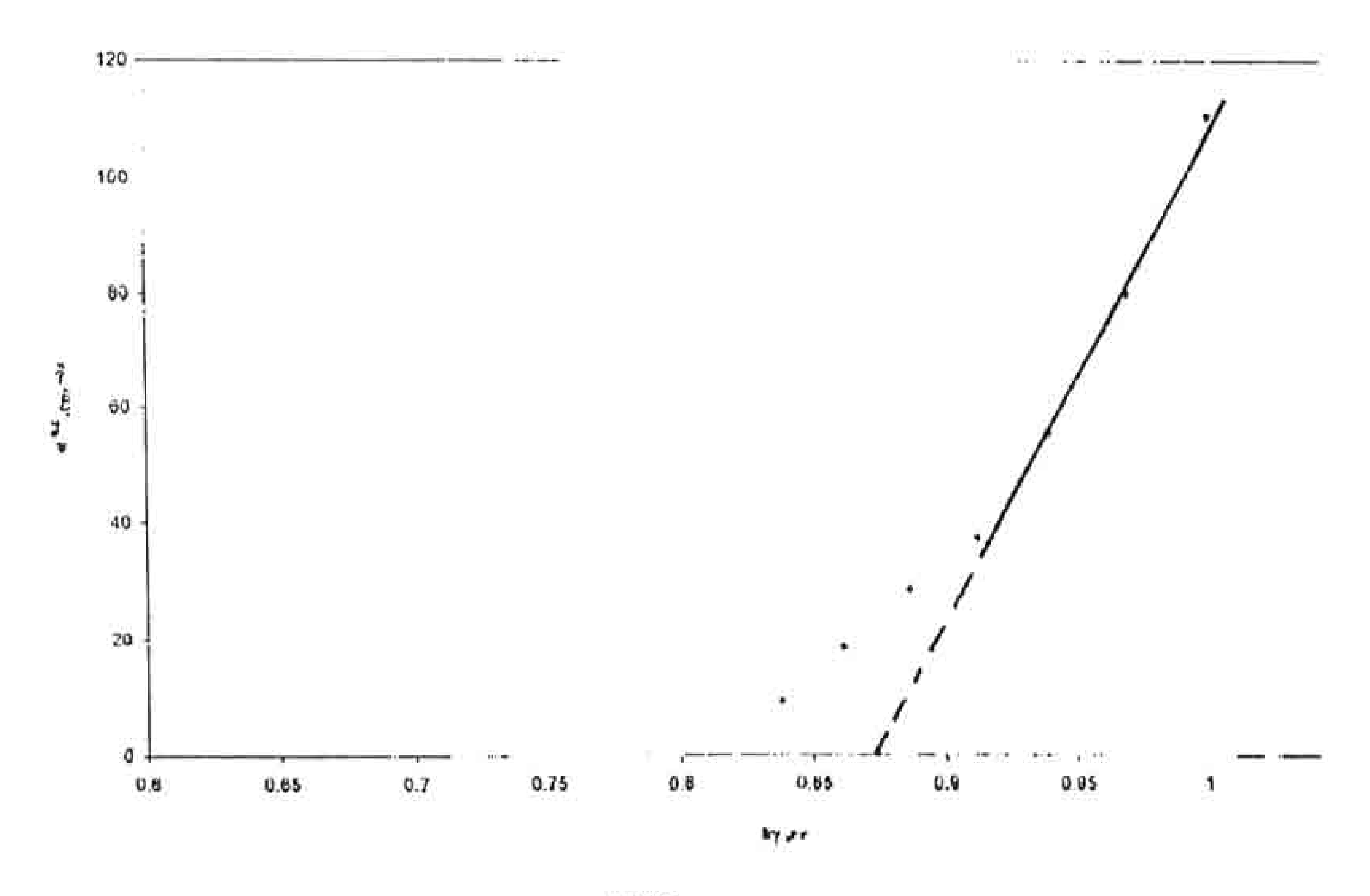
مثال (٢) :

فى تجربة لتعيين معامل الانكسار التخيلى k كدالة فى الطول الموجى λ سجلت النتائج كما فى الجدول التالى :

λ,μm	k	α E+04	$\alpha^{1/2}$	hγ,ev
1.24	0.123	1.217	110.32	1
1.28	0.065	0.638	79.87	0.969
1.32	0.032	0.305	55.23	0.939
1.36	0.015	0.139	37.28	0.912
1.40	0.009	0.081	28.46	0.886
1.44	0.004	0.035	18.71	0.861
1.48	0.001	0.009	9.49	0.838

و المطلوب رسم العلاقة البيانية بين كل من $\alpha^{0.5}$, hγ الكترون فولت.

مثلا hγ على المحور الأفقى و $\alpha^{.05}$ على المحور الرأسي و من الرسم البياني تعرف على نوع الانتقالات الضوئية الحادثة و كذلك قيمة الفراغ الطاقي المناظر .

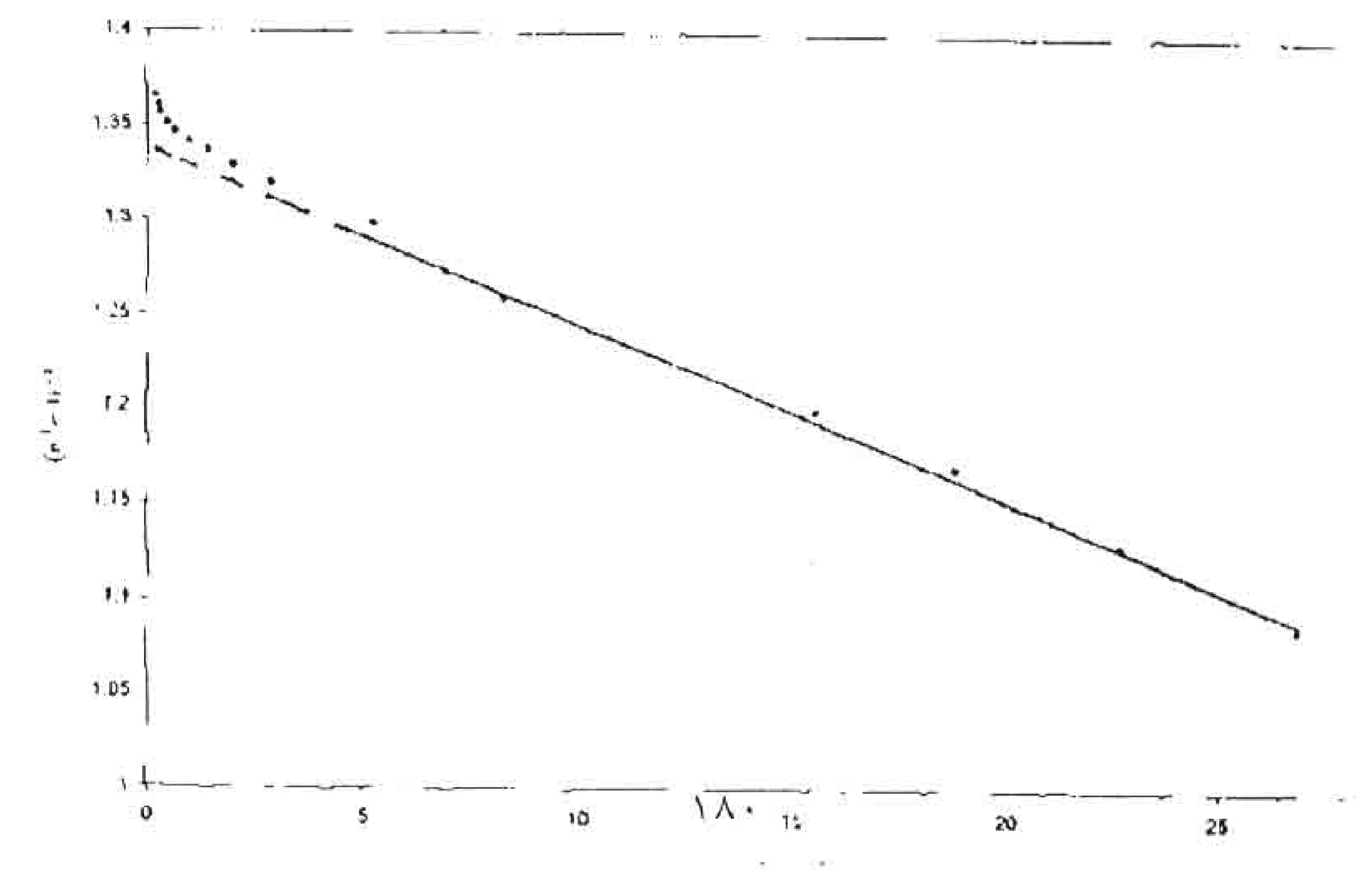


ال (٣) :

ـجربة لتعيين معامل الانكسار الحقيقي n كدالة في الطول الموجي λ سجلت النتائج كما في

ـدول التالي :

λ,µm	λ^{-2},µm^{-2}	n	$(n^2-1)^{-1}$
0.193	26.8	1.3854	1.087
0.210	22.67	1.3718	1.13
0.231	18.74	1.3606	1.17
0,254	15.5	1.353	1.2
0.389	6.6	1.344	1.23
0.436	5.2	1.33	1.299
0.589	2.88	1.325	1.32
0.707	2	1.323	1.329
0.842	1.41	1.322	1.337
1.014	0.97	1.321	1.342
1.270	0.62	1.32	1.347
1.480	0.456	1.319	1.351
1.830	0.298	1.318	1.357
2.000	0.25	1.317	1.361
2.400	0.173	1.316	1.366



) :

تعيين معامل الانكسار التخيلي k و كذلك معامل الانكسار الحقيقي n كدالة فى الطول

سجلت النتائج كما فى الجدول التالى :

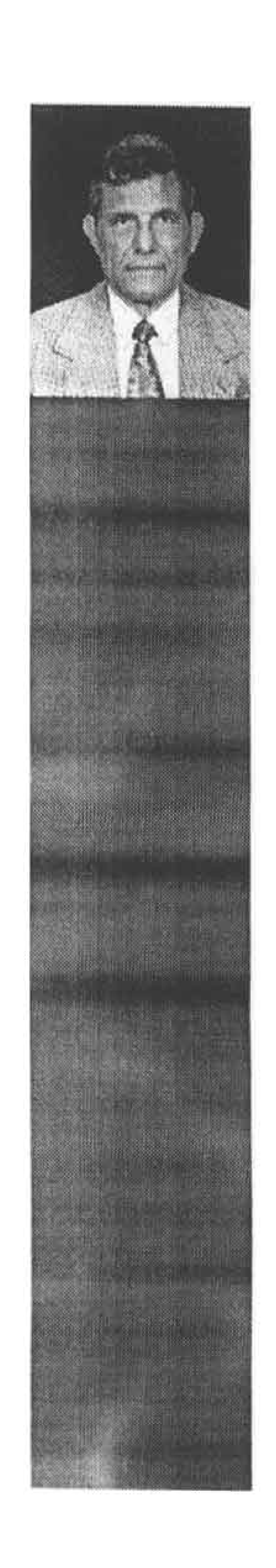
λ,nm	n	k
760	7.864	1.520
780	6.933	1.478
800	6.419	1.452
820	5.993	1.423
840	5.667	1.382
860	5.408	1.323
880	5.198	1.246
900	5.023	1.154
920	4.875	1.029
940	4.748	0.914
960	4.638	0.823
980	4.542	0.729
1000	4.457	0.673
1020	4.382	0.578
1040	4.314	0.537
1060	4.245	0.470
1080	4.199	0.420
1100	4.149	0.370
1120	4.103	0.312
1140	4.062	0.276
1160	4.032	0.229
1180	3.988	0.188
1200	3.955	0.149
1240	3.897	0.092
1280	3.847	0.047
1320	3.802	0.018
1360	3.763	0.006
1400	3.729	0.002
1440	3.698	0.001
1480	3.671	0.000
1520	3.67	0.000
1560	3.67	0.000
1600	3.67	0.000
1650	3.66	0.000
1700	3.66	0.000
1750	3.66	0.000
1800	3.66	0.000
1850	3.66	0.000
1900	3.66	0.000
1950	3.66	0.000

ـ ثابت العزل الحقيقي ε_r و ثابت العزل التخيلي ε_i كدالة في طاقة الفوتون

λ,μm	ε_r	ε_i	A (SELF)	B (VELF)	h γ
0.76	59.62	23.43	0.0058	0.0056	1.632
0.78	45.91	20.38	0.0081	0.0078	1.590
0.80	39.01	18.84	0.0099	0.0095	1.550
0.82	33.90	17.03	0.012	0.011	1.512
0.84	30.17	15.82	0.014	0.013	1.476
0.86	27.40	14.69	0.015	0.014	1.442
0.88	25.27	13.76	0.016	0.015	1.409
0.90	23.62	12.74	0.0164	0.0154	1.378
0.92	22.34	11.66	0.0163	0.0151	1.348
0.94	21.35	10.36	0.0159	0.0147	1.319
0.96	20.55	9.099	0.0155	0.0143	1.292
0.98	19.93	7.621	0.0148	0.0135	1.265
1.00	19.36	6.329	0.0145	0.0133	1.240
1.02	18.84	5.302	0.0133	0.0121	1.216
1.04	18.32	4.633	0.0129	0.0117	1.192
1.06	17.80	3.990	0.0119	0.011	1.170
1.08	17.46	3.527	0.0111	0.0099	1.148
1.10	17.08	3.070	0.0102	0.0091	1.127
1.12	16.74	2.560	0.0089	0.0079	1.107
1.14	16.42	2.242	0.0082	0.0073	1.088
1.16	16.20	1.847	0.0069	0.0062	1.069
1.18	15.87	1.499	0.0059	0.0052	1.051
1.20	15.62	1.786	0.0048	0.0042	1.033
1.24	15.18	0.717	0.0031	0.0027	1.000
1.28	14.80	0.362	0.00165	0.0014	0.969
1.32	14.45	0.137	0.00066	0.00057	0.939
1.36	14.16	0.052	0.00023	0.000196	0.912
1.40	13.91	0.007	7.71E-05	6.71E-05	0.886
1.44	13.68	0.004	3.95E-05	3.46E-05	0.861
1.48	13.47	0.000	0	0	0.838

ـم العلاقةالبيانية بين كل من دالة فقد الطاقة السطحية(A (SELF)) و h γ ثم رسم العلاقة

ـة الحجمية (B (VELF)) و h γ مع توضيح مواضع للنهاية العظمى على كل منحنى ان وجدت.



مؤلف الكتاب :

أ.د. عبد الفتاح أحمد الشاذلى رئيس قسم الفيزياء الأسبق بكلية التربية – جامعة عين شمس

حاصل على جائزة الدولة التشجيعية

حاصل على وسام الاستحقاق للعلوم و الفنون من الطبقة الأولى

شارك في تأليف أكثر من ٣٥ كتاباً في العلوم و الفيزياء العامة

شارك في ترجمة كتاب أساسيات البصريات لجينكز و هوايت

شارك في وضع معجم البصريات و الصوتيات

له أكثر من ٩٠ بحثاً في فيزياء الجوامد و تطبيقاتها

أشرف على أكثر من 50 رسالة ماجستير فى فيزياء الجوامد و كذلك أكثر من 40 رسالة دكتوراه فلسفة فى العلوم تخصص فيزياء الجوامد